U d'/of OTTAWA
39003003698361

Digitized by the Internet Archive
in 2010 with funding from
University of Ottawa

http://www.archive.org/details/lesidesmoderne00soci

Feb 7 '53

LES IDÉES MODERNES

SUR LA

CONSTITUTION DE LA MATIÈRE.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS,
49900 Quai des Grands-Augustins, 55.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

COLLECTION DE MÉMOIRES RELATIFS A LA PHYSIQUE.

DEUXIÈME SÉRIE.

LES IDÉES MODERNES

SUR LA

CONSTITUTION DE LA MATIÈRE

CONFÉRENCES FAITES EN 1912

PAR

E. BAUER, A. BLANC,
E. BLOCH, Mme P. CURIE. A. DEBIERNE, L. DUNOYER, P. LANGEVIN,
J. PERRIN, H. POINCARÉ, P. WEISS.

PARIS,
GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE
DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1913

UNIVERSITAS

QC
173
.S61

Tous droits de traduction, de reproduction et d'adaptation réservés
pour tous pays.

LES IDÉES MODERNES

SUR LA

CONSTITUTION DE LA MATIÈRE

LES PREUVES DE LA RÉALITÉ MOLÉCULAIRE,

PAR M. JEAN PERRIN.

Je n'ai pas à dire ici comment on a été conduit à penser que les corps purs sont faits de *molécules* identiques, sans cesse en mouvement, qui conservent leur individualité dans les mélanges, ni comment l'indestructibilité des corps simples et les lois de discontinuité chimique s'expliquent si ces molécules sont faites d'*atomes*, que nos moyens actuels ne permettent pas de subdiviser ou de transformer, ni comment enfin les densités de vapeur ou les lois des solutions d'une part, les substitutions chimiques d'autre part, donnent de façon concordante et précise les *rapports* qui doivent exister entre les masses de ces éléments matériels, s'ils existent.

Vous savez, par exemple, que l'étude physique ou chimique de milliers de corps indique pour l'atome de carbone une masse douze fois plus grande que pour l'atome d'hydrogène. En sorte que, depuis longtemps déjà, les chimistes ne doutaient guère d'une réalité qu'attestaient de si nombreuses concordances. Mais rien ne leur donnait les valeurs absolues dont ils mesuraient les rapports et l'on ne pouvait pas même indiquer un ordre de grandeur pour les molécules ou les atomes, peut-être presque à la limite des grandeurs directement perceptibles, et peut-être aussi bien d'une si inconcevable petitesse qu'on devait les considérer comme infiniment éloignés de notre connaissance.

On a pu récemment résoudre ce problème avec une précision inespérée.

Vous savez que, une fois connus les rapports nécessaires des molécules ou des atomes, on appelle *coefficients moléculaires* ou *atomiques*, la liste des nombres qui sont entre eux dans ces rapports, et où le nombre correspondant à l'atome d'oxygène est 16. Les molécules-gramme et les atomes-gramme sont les masses des divers corps que ces coefficients désignent, quand ils expriment des grammes. Un même nombre N de molécules ou d'atomes se trouve dès lors nécessairement contenu dans chaque molécule-gramme ou dans chaque atome-gramme. Cette constante universelle N est appelée *nombre d'Avogadro*. En la déterminant, on déterminerait évidemment les valeurs absolues qu'on cherche. Par exemple, la masse de l'atome d'oxygène sera $\frac{16}{N}$, celle de la molécule d'eau $\frac{18}{N}$, et ainsi de suite. Nous allons tenter de déterminer cette constante N.

Mais d'abord je dois rappeler avec précision la *loi d'Avogadro*, dont nous ferons sans cesse usage. Si vous considérez les masses de deux corps, qui sont dans le rapport de leurs coefficients moléculaires, et qui par suite contiennent l'un et l'autre autant de molécules, puis si vous mesurez les volumes qu'elles occupent dans l'état gazeux, à la même température et à la même pression, vous trouverez des volumes égaux. De façon générale, on peut dire :

A l'état gazeux, des nombres égaux de molécules différentes, enfermées dans le même volume à la même température, y développent la même pression.

THÉORIE CINÉTIQUE.

Dans l'hypothèse moléculaire, ces pressions que développent les gaz sur les parois qui limitent leur expansion s'expliquent par les chocs incessants de leurs molécules sur ces parois. Admettons qu'à chaque température il existe un régime permanent d'agitation, l'énergie cinétique de translation de l'une des molécules du gaz étudié ayant une valeur moyenne w, bien définie. Alors, on a pu montrer (Joule) que la pression p, développée par n molécules dans le volume v, doit vérifier l'équation

$$pv = \frac{2}{3} nw.$$

Si la masse gazeuse est une molécule-gramme, n devient égal à N et pv à RT, T étant la température absolue, et R la constante

des gaz ($83{,}2 . 10^6$ C.G.S.). L'équation précédente s'écrit alors

$$w = \frac{3R}{2N} T,$$

N a même valeur pour tous les corps, l'énergie moléculaire w a donc pour tous les gaz une même valeur αT, proportionnelle à la température absolue, avec

$$\alpha = \frac{3}{2} \frac{R}{N} = \frac{3}{2} r$$

(en appelant r le quotient $\frac{R}{N}$, qui intervient souvent dans les calculs).

Si m est la masse d'une molécule, M celle de la molécule-gramme, et si U^2 désigne le carré moyen de la vitesse moléculaire, on pourra remplacer $2 N w$ par MU^2, et par suite déterminer le carré moyen de la vitesse par l'équation suivante, où tout est connu, sauf U

$$MU^2 = 3RT.$$

On trouve ainsi que U est de l'ordre de quelques centaines de mètres par seconde (470^m à 20^0 pour l'oxygène).

Quant aux vitesses moléculaires individuelles, elles sont forcément variables et inégales par suite des chocs incessants des molécules les unes contre les autres. En admettant seulement que l'agitation, parfaitement irrégulière, obéit aux lois du hasard, Maxwell a obtenu une formule de répartition des vitesses, qui donne quelle proportion de molécules correspond à une vitesse déterminée. Du même coup, il a pu montrer que la *vitesse moyenne* Ω, inférieure d'environ $\frac{1}{13}$ à U, est donnée par la formule

$$\Omega = U\sqrt{\frac{8}{3\pi}}.$$

Si une molécule animée d'une telle vitesse émet une radiation déterminée, la radiation paraîtra déplacée vers le violet si la molécule s'approche de l'observateur, vers le rouge si elle s'en éloigne. Le gaz ne donnera donc pas de lumière rigoureusement monochromatique; l'étalement de la radiation, qui peut se calculer, a été en effet mesuré par Michelson puis par Buisson et Fabry pour divers gaz, et a bien la grandeur prévue. C'est là une vérification très intéressante des valeurs de vitesses moléculaires prévues par la théorie.

Si deux couches gazeuses parallèles glissent l'une sur l'autre avec des vitesses différentes, le bombardement incessant des molécules que chacune des deux couches envoie dans l'autre agit dans le sens d'une égalisation des vitesses. Par là s'explique le frottement inté-

rieur, ou viscosité. En analysant cette idée, Maxwell a trouvé que le coefficient ζ de viscosité (force tangentielle par centimètre carré pour un gradient de vitesse égal à 1) doit être à peu près égal au tiers du produit des trois quantités suivantes : densité δ du gaz, vitesse moyenne Ω des molécules, et *libre parcours moyen* L d'une molécule entre deux chocs. Plus exactement, après retouches (Boltzmann, Meyer, etc.), on a obtenu l'équation approchée

$$\zeta = 0.31\,\delta\,\Omega\,L.$$

Comme le libre parcours L varie presque évidemment en raison inverse de la densité, on lit sur cette équation que la viscosité ne dépend pas de la pression, fait surprenant dont la vérification fut le le premier grand succès de la théorie cinétique (1866). De plus, cette équation détermine le libre parcours moyen. Pour l'oxygène ou l'azote (conditions ordinaires), il est de $\frac{1}{10}$ de micron; il devient de plusieurs centimètres aux basses pressions des tubes de Crookes.

D'autre part, on conçoit que ce libre parcours moyen doit être d'autant plus petit que les molécules sont plus rapprochées et qu'elles sont plus grosses. Clausius a développé cette idée (1858). Faute de rien savoir sur la forme des molécules, il a pensé qu'on ne ferait pas d'erreurs énormes en les assimilant à des sphères dont le diamètre D serait égal à la distance moyenne des centres de deux molécules qui se heurtent. Cette hypothèse peut au reste être exacte pour les molécules monatomiques (argon, mercure, etc.). Le calcul de Clausius, amélioré par Maxwell, donne alors la *surface* des N molécules d'une molécule-gramme par l'équation

$$\pi N D^2 = \frac{v}{L\sqrt{2}},$$

où L désigne ce qu'est le libre parcours quand le volume de la molécule-gramme gazeuse est v.

Puisque nous connaissons par ailleurs L, une relation de plus entre N et D donnerait le diamètre moléculaire D et le nombre d'Avogadro. Van der Waals a obtenu cette relation en faisant la théorie cinétique de fluides assez condensés pour qu'on ne puisse plus, comme dans les gaz, négliger le rapport du volume vrai des molécules au volume total où elles se meuvent, non plus que leurs attractions réciproques. L'équation des gaz se complique alors et devient

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT.$$

équation célèbre où a exprime l'influence de la cohésion, et où b représente le quadruple du *volume* vrai des molécules d'une molécule-gramme, en sorte que

$$\frac{1}{6}\pi N D^3 = \frac{b}{4}.$$

Les mesures de compressibilité des fluides, vérifiant approximativement l'équation de Van der Waals, nous donnent une valeur approchée de b. Nous avons donc le volume et la surface des N molécules d'une molécule-gramme, donc, par un calcul immédiat, le diamètre moléculaire et le nombre d'Avogadro (1873).

On a fait ce calcul pour l'oxygène ou l'azote, ce qui donne pour N une valeur à peu près égale à 45.10^{22} (40.10^{22} pour l'azote, 45.10^{22} pour l'oxyde de carbone CO, 50.10^{22} pour l'oxygène). Ce choix n'est pas le meilleur, puisqu'il force à passer par le diamètre moléculaire de molécules sûrement non sphériques. A plus forte raison ne peut-on songer à utiliser des corps comme le chloroforme (qui donnerait 200.10^{22}) ou l'éther (qui donnerait 400.10^{22}). En réalité, parmi les corps jusqu'ici étudiés, l'argon, seul monatomique, peut seul conduire à un bon résultat. On trouve pour sa molécule un diamètre D égal à $2{,}85.10^{-8}$, avec

$$N = 62.10^{22},$$

l'incertitude étant largement de 30 pour 100. Les masses absolues des atomes et des diverses molécules s'ensuivent dès lors. On trouvera par exemple 52.10^{-24} gramme pour la masse $\frac{32}{N}$ de la molécule d'oxygène.

Bref, chacune des molécules de l'air que nous respirons se meut avec la vitesse d'une balle de fusil, parcourt en ligne droite entre deux chocs à peu près $\frac{1}{10000}$ de millimètre, et par suite est déviée de sa course environ 5 milliards de fois par seconde. Il en faudrait ranger 3 millions en file rectiligne pour faire 1^{mm}. Il en faudrait réunir 20 milliards pour faire 1 milliardième de milligramme.

La théorie de Clausius, Maxwell, Van der Waals a excité une juste admiration. Elle ne peut suffire à entraîner une conviction complète, en raison des hypothèses multiples qu'elle implique. Cette conviction naîtra sans doute, si des chemins entièrement différents nous conduisent à assigner les mêmes valeurs aux grandeurs moléculaires.

LE MOUVEMENT BROWNIEN.

L'hypothèse de l'agitation moléculaire nous a permis d'expliquer la pression qu'exercent les fluides sur les récipients qui les enferment. Mais cette agitation nous échappe comme le mouvement des vagues de la mer à un observateur trop éloigné. Cependant, si quelque bateau se trouve alors en vue, le même observateur pourra voir un balancement qui lui révélera l'agitation qu'il ne soupçonnait pas. Ne peut-on de même espérer, si des particules microscopiques se trouvent dans un fluide, que ces particules, encore assez grosses pour être suivies sous le microscope, soient déjà assez petites pour être notablement agitées par les chocs moléculaires ?

Cette question aurait pu conduire à la découverte du phénomène merveilleux qui fut signalé, en 1827, par le botaniste anglais Brown, (aussitôt après la mise en usage des premiers objectifs achromatiques), phénomène qui nous donne une vue profonde sur les propriétés de l'état fluide.

A l'échelle ordinaire de nos observations, toutes les parties d'un fluide en équilibre nous semblent immobiles. Si l'on place dans ce fluide un objet quelconque, plus dense, cet objet tombe, bien verticalement s'il est sphérique. Il ne remonte jamais spontanément (principe de Carnot).

Au contraire, si l'on examine au microscope de petites particules placées dans l'eau, on voit que chacune d'elles, au lieu de tomber régulièrement, s'agite de façon parfaitement désordonnée. Elle va et vient en tournoyant, monte, descend, remonte encore, sans tendre aucunement vers le repos. C'est là le MOUVEMENT BROWNIEN.

L'indépendance complète des mouvements de particules voisines (Brown, Wiener, Gouy), leur persistance *indéfinie* (Wiener, Cantoni, Gouy), l'indifférence aux précautions qu'on prend pour assurer l'équilibre mécanique et thermique du fluide étudié (Wiener, Exner, Gouy) prouvent que le phénomène n'a rien à voir avec les courants de convection que peuvent causer les trépidations, l'évaporation ou les différences de température, courants d'*ensemble* qu'on reconnaît sans hésitation, quand ils se superposent au phénomène. La nature ou l'intensité de la lumière n'influe pas davantage (Gouy), non plus que la nature ou la densité des particules (Jevons, Gouy) dont la grandeur seule importe, le mouvement étant d'autant plus actif que la particule est plus petite (Brown, Wiener).

L'addition d'impuretés, telles que acides ou bases, n'a aucune influence sur le phénomène (Gouy, Svedberg). Enfin, l'agitation se retrouve dans tous les fluides, et, à la même température, la nature du fluide n'intervient que par sa viscosité, le mouvement étant d'autant plus actif que la viscosité est plus faible, en sorte que par exemple, il est à peine perceptible dans la glycérine, et au contraire extrêmement vif dans les gaz. Bref, on est forcé de conclure avec Chr. Wiener (1863) que l'*agitation n'a pas son origine dans les particules, ni dans une cause extérieure au liquide, mais doit être attribuée à des mouvements internes, caractéristiques de l'état fluide.*

En d'autres termes, les grains observés servent simplement à révéler une agitation propre du fluide lui-même, ce qu'ils font d'autant mieux qu'ils sont plus petits. Par là, nous atteignons une propriété essentielle de ce qu'on appelle *un fluide en équilibre :* ce repos apparent n'est qu'une illusion, due à l'imperfection de nos sens, et correspond en réalité à un certain régime permanent d'agitation violente et spontanée.

J'aurais voulu vous dire comment cette agitation perpétuelle enlève au second principe de la Thermodynamique le rang d'une vérité absolue (Gouy, 1888), et le réduit à une loi de statistique, c'est-à-dire à l'affirmation de probabilités d'autant plus faibles qu'on les applique à des systèmes plus petits, mais le temps nous est trop mesuré.

Les recherches et les conclusions de Wiener, embarrassées de considérations confuses sur les actions mutuelles des atomes matériels et des *atomes d'éther,* restèrent peu connues. Delsaulx et Carbonnelle comprirent plus clairement ce qu'ils appelèrent *l'origine thermodynamique des mouvements browniens* (1877). « Dans le cas d'une grande surface, disaient-ils, les chocs moléculaires, cause de la pression, ne produiront aucun ébranlement du corps suspendu, parce que leur ensemble sollicite également ce corps dans toutes les directions. Mais, si la surface est inférieure à l'étendue capable d'assurer la compensation des irrégularités, il faut reconnaître des pressions inégales et continuellement variables de place en place, que la loi des grands nombres ne ramène plus à l'uniformité, et dont la résultante ne sera plus nulle, mais changera continuellement d'intensité et de direction.... »

Cette conception de l'origine du mouvement brownien fut de nouveau formulée par M. Gouy, qui l'exposa avec éclat (1888), puis par M. Siedentopf, puis enfin par M. Einstein (1905) et M. Smolu-

chowski (1906), qui résussirent à faire la théorie quantitative du phénomène, théorie dont j'aurai bientôt à parler. J'ai pour ma part tenté (1908), de soumettre cette conception au contrôle expérimental précis que je vais expliquer [1].

Si en effet l'agitation moléculaire est la cause du mouvement brownien, si ce phénomène forme un intermédiaire accessible entre nos dimensions et celles des molécules, on sent qu'il doit y avoir là quelque moyen d'atteindre ces dernières. C'est bien ce qui a lieu et de plusieurs façons. Je vais exposer d'abord celle qui me paraît le plus intuitive.

Extension des lois des gaz aux émulsions diluées. — Vous savez comment les lois des gaz ont été étendues par Van 't Hoff aux solutions diluées. Il faut, bien entendu, considérer alors, non la pression totale exercée sur les parois, mais seulement la part de cette pression qui est due aux chocs des molécules dissoutes, qu'on appelle *pression osmotique* (et qu'on peut mesurer quand on sait réaliser une paroi *semi-perméable* qui arrête les molécules du corps dissous et n'arrête pas celle du solvant). Les lois des gaz, ainsi élargies, deviennent alors :

Dans l'état dilué, gazeux ou dissous, des nombres égaux de molécules quelconques, enfermées dans des volumes égaux à la même température, y produisent la même pression. Cette pression varie en raison inverse du volume occupé; elle est proportionnelle à la température absolue.

Ces lois sont indifféremment applicables à toutes les molécules, grosses ou petites; cela résulte, soit des mesures directes de pressions osmotiques, soit plutôt de la vérification des lois de Raoult (lois qu'on peut déduire des lois de Van 't Hoff). La lourde molécule de sucre, qui contient déjà 45 atomes, celle de sulfate de quinine qui en contient plus de 100, ne comptent ni plus, ni moins que l'agile molécule d'hydrogène.

N'est-il pas alors supposable qu'il n'y ait aucune limite de grosseur pour l'assemblage d'atomes qui vérifie ces lois ? N'est-il pas supposable que même des particules DÉJA VISIBLES, *les vérifient encore exactement, en sorte qu'un granule agité par le mouvement brownien ne compte*

---

(1) *Comptes rendus*, t. CXLVI, 1908, p. 967 et t. CXLVII, p. 475, 530 et 594. — *Ann. de Ch. et de Phys.*, sept. 1909, p. 1-114.

ni plus, ni moins qu'une molécule d'hydrogène en ce qui regarde l'action de ses chocs sur une paroi qui l'arrête ? Bref, ne peut-on supposer que les lois des gaz parfaits s'appliquent encore aux ÉMULSIONS *faites de grains visibles ?*

J'ai cherché dans ce sens une expérience cruciale qui, permettant d'atteindre les grandeurs moléculaires, pût donner une base expérimentale solide pour attaquer ou défendre les théories cinétiques. Voici celle qui m'a paru le plus simple :

Comme tout le monde le sait, l'air est plus raréfié sur les montagnes qu'au niveau de la mer. La loi de raréfaction a été trouvée par Laplace, pour toute colonne gazeuse verticale, supposée à température uniforme; on peut l'obtenir en considérant une tranche cylindrique horizontale de section 1 et de hauteur dh, sur les deux faces de laquelle s'exercent les pressions $p + dp$ et p. Rien ne serait changé dans l'état de cette tranche si elle était emprisonnée entre deux pistons maintenus par ces pressions $p + dp$ et p. Il faut donc que dp soit égal à la force $g\,dm$, due à la pesanteur, qui sollicite vers le bas la masse dm de la tranche. Or, cette masse dm est à la molécule-gramme M comme le volume dh de la tranche est au volume v de la molécule-gramme sous la pression p, en sorte que

$$dp = g\frac{M}{v}\,dh,$$

et comme pv est égal à RT

$$\frac{dp}{p} = \frac{Mg\,dh}{RT},$$

qui devient par une intégration évidente

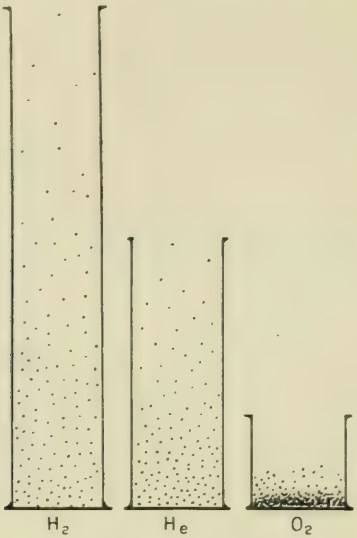
$$\log\frac{p_0}{p} = \frac{Mgh}{RT} \qquad \text{(logarithmes népériens)},$$

en appelant p_0 la pression au niveau inférieur et p la pression au niveau supérieur, pour une différence de niveau égale à h.

Ainsi, en langage ordinaire, chaque fois qu'on s'élève d'une même hauteur (marches successives d'un escalier), la densité est divisée par un même nombre. Ou, plus brièvement, *des bonds verticaux égaux s'accompagnent de raréfactions égales.* Par exemple, dans de l'oxygène (supposé à 0°), la densité baisse de moitié pour chaque élévation de 5^{km}. Mais dans de l'hydrogène, il faudrait s'élever 16 fois plus pour obtenir la même raréfaction, parce que la molécule-gramme d'hydrogène est 16 fois plus légère que celle d'oxygène.

Vous voyez ici (*fig.* 1) un diagramme représentant trois éprouvettes verticales gigantesques (la plus grande a 300^{km} de haut), où l'on aurait mis, en même nombre, des molécules d'hydrogène, des molécules

Fig. 1.



d'hélium et des molécules d'oxygène. A température supposée uniforme, les molécules se répartiraient comme l'indique le diagramme, d'autant plus ramassées vers le bas qu'elles sont plus pesantes.

J'ai détaillé le raisonnement, malgré sa simplicité, pour qu'on voie comment il s'étend aux émulsions *si celles-ci vérifient les lois des gaz.* Les grains de l'émulsion devront être identiques, comme sont les molécules d'un gaz. Les pistons qui interviennent dans le raisonnement seront *semi-perméables,* arrêtant les grains, laissant passer l'eau. La force due à la pesanteur ne sera plus le poids des grains, mais leur *poids efficace,* c'est-à-dire leur poids diminué de la poussée due au liquide environnant. La *molécule-gramme* de grains sera $N\,m$, N étant le nombre d'Avogadro et m la masse d'un grain. Le rapport $\frac{p_0}{p}$ pourra se remplacer par le rapport $\frac{n_0}{n}$ des nombres de grains contenus dans un même volume (richesses en grains), en bas et en haut de la colonne étudiée. Bref, si δ est la densité de la substance du grain et Δ celle du liquide intergranulaire, l'équation deviendra

$$\log \frac{n_0}{n} = \frac{N}{RT}\, m \left(1 - \frac{\delta}{\Delta}\right) gh.$$

Une fois atteint l'état d'équilibre, par antagonisme entre la pesanteur qui sollicite les grains vers le bas et le mouvement brownien qui les éparpille sans cesse, des élévations égales devront s'accompagner de raréfactions égales. Mais, s'il faut s'élever seulement de $\frac{1}{20}$ de millimètre, c'est-à-dire 100 millions de fois moins que dans l'oxygène, pour que la richesse en grains devienne deux fois plus faible, on devra penser que le poids efficace de chaque grain est 100 millions de fois plus grand que celui de la molécule d'oxygène. C'est ce poids du granule, encore mesurable, qui va faire l'intermédiaire, le *relai* indispensable entre les masses à notre échelle et les masses moléculaires.

Réalisation d'une émulsion convenable. — J'ai pu utiliser les émulsions que donnent deux résines, la gomme gutte et le mastic.

La *gomme gutte* (qui provient de la dessiccation d'un latex végétal), frottée à la main dans l'eau (comme on ferait avec un morceau de savon), se dissout peu à peu en donnant une belle émulsion d'un jaune vif, où le microscope révèle un fourmillement de grains sphériques de diverses tailles. On peut aussi, au lieu d'employer ces grains naturels, traiter la gomme gutte par l'alcool, qui dissout entièrement la matière jaune ($\frac{4}{5}$ en poids de la matière brute). Cette solution, semblable à une solution de bichromate, se change brusquement, si on l'étend de beaucoup d'eau, en émulsion jaune formée de sphérules de verre jaune qui semblent identiques aux sphérules naturels.

Le *mastic* est de même utilisable. Cette résine (qui ne donne pas de grains naturels), traitée par l'alcool, donne une solution qui se transforme par addition d'eau en émulsion blanche comme du lait, où fourmillent des sphérules faits d'un verre incolore transparent.

Dans tous les cas, on commence par purifier l'émulsion par une centrifugation énergique (comme on sépare les globules rouges et le sérum du sang). Les globules se rassemblent en formant une boue épaisse au-dessus de laquelle est un liquide impur qu'on décante. On délaie cette boue dans de l'eau distillée, ce qui remet les grains en suspension, et l'on recommence jusqu'à ce que le liquide intergranulaire soit de l'eau pratiquement pure.

Mais l'émulsion ainsi purifiée contient des grains de tailles très diverses, et il faut préparer une émulsion *uniforme* (à grains égaux). Le procédé que j'ai employé peut se comparer à la distillation fractionnée. De même que, pendant une distillation, les parties d'abord évaporées sont plus riches en constituants volatils, de même, pendant la centrifugation d'une émulsion pure (grains de même nature)

les couches d'abord sédimentées sont plus riches en gros grains, et il y a là un moyen de séparer les grains selon leur taille. La technique de cette *centrifugation fractionnée* s'imagine facilement : je vous en épargne la description.

J'ai traité dans mon fractionnement le plus soigné 1200^{g} de gomme gutte, pour arriver, après plusieurs mois, à une fraction contenant quelques décigrammes d'une émulsion suffisamment uniforme, de rayon sensiblement égal à celui que j'avais désiré obtenir.

Détermination de la masse des grains. — Une fois réalisée une émulsion uniforme, il faut déterminer la masse moyenne de l'un des sphérules sensiblement égaux qui la composent.

Il faut donc déterminer la densité de la matière qui forme ces sphérules. J'ai déterminé cette densité Δ de trois façons différentes, qui concordent au millième :

a. Par la méthode du flacon, comme pour une poudre insoluble ordinaire : on mesure les masses d'eau et d'émulsion qui emplissent un même flacon, puis, par dessiccation à l'étuve (à 110°), la masse de résine suspendue dans l'émulsion. Cette dessiccation donne un verre transparent jaune.

b. En mesurant la densité de ce verre, probablement identique à celui qui forme les grains : on en met quelques fragments dans de l'eau à laquelle on ajoute assez de bromure de potassium pour qu'ils restent suspendus dans la solution, dont il suffit alors de mesurer la densité.

c. En ajoutant du bromure de potassium à l'émulsion même jusqu'à ce que la centrifugation ne fasse ni monter, ni descendre les grains, et en mesurant la densité du liquide alors réalisé.

La densité connue, il faut obtenir le *rayon des sphérules.* Ici, plus encore que pour la densité, on ne peut avoir confiance dans la précision des résultats que s'ils sont obtenus de plusieurs façons. J'ai employé trois procédés :

A. *Mesure directe du rayon à la chambre claire.* — La mesure, sur des grains isolés, comporterait de fortes erreurs (élargissement par diffraction des images d'aussi petits objets). Cette cause d'erreur est très diminuée si l'on peut mesurer la longueur d'une rangée de grains en nombre connu. Pour cela, je laissais évaporer sur le porte-objet du microscope une gouttelette d'émulsion *très* diluée non recou-

verte de couvre-objet. Quand l'évaporation est presque terminée, on voit, par suite d'actions capillaires, les grains courir et se rassembler par endroits, sur une seule épaisseur, en rangées assez régulières, comme des boulets sont rangés dans une tranche horizontale d'une pile de boulets. On peut alors, ou bien compter combien il y a de grains alignés dans une rangée de longueur mesurée, ou bien combien il y a de grains serrés les uns contre les autres dans une surface régulièrement couverte (les résultats concordent). La projection que vous voyez (*fig.* 2) vous montre de tels alignements. Du même coup

Fig. 2.

on a une vérification d'ensemble de l'uniformité des grains triés par centrifugation. Le procédé donne peut-être des nombres un peu trop forts (les rangées ne sont pas parfaites), mais il est tellement direct qu'il ne peut comporter de grosses erreurs.

B. *Pesée directe des grains.* — J'ai observé que, en milieu faiblement acide ($\frac{1}{100}$ normal) les grains se collent aux parois de verre sans s'agglutiner encore entre eux). A distance notable des parois, le mouvement brownien n'est pas modifié. Mais, sitôt que les hasards

de ce mouvement amènent un grain contre une paroi, ce grain s'immobilise, et après quelques heures tous les grains d'une préparation microscopique d'épaisseur connue (distance du porte-objet au couvre-objet) sont fixés. On peut alors compter à loisir tous ceux qui se trouvent sur les bases d'un cylindre droit arbitraire (bases dont la surface est mesurée à la chambre claire). On répète cette numération pour diverses régions de la préparation. Quand on a ainsi compté plusieurs milliers de grains, on connaît la richesse en grains de la gouttelette prélevée, aussitôt après agitation, dans une émulsion donnée. Si cette émulsion est titrée (dessiccation à l'étuve) on a par une simple proportion la masse d'un grain.

C. *Application de la loi de Stokes.* — Supposons qu'on abandonne à elle-même, à température constante, une colonne verticale très haute de l'émulsion uniforme étudiée. On sera tellement loin de la répartition d'équilibre que les grains de couches supérieures tomberont comme les gouttelettes d'un nuage sans qu'on ait pratiquement à se préoccuper du reflux dû à l'accumulation des grains dans les couches inférieures. Le liquide se clarifiera donc progressivement dans sa partie supérieure. C'est ce que l'on constate aisément sur l'émulsion contenue dans un tube capillaire vertical situé dans un thermostat. Le niveau du nuage qui tombe n'est jamais très net, car en raison des hasards de leur agitation, les grains ne peuvent tomber tous de la même hauteur; pourtant, en pointant le *milieu* de la zone de passage, on peut évaluer à $\frac{1}{50}$ près la valeur moyenne de cette hauteur de chute (ordre de grandeur : quelques millimètres par jour), et par suite la vitesse moyenne de cette chute.

D'autre part, on sait (loi de Stokes) que la force de frottement qui s'oppose, dans un fluide de viscosité ζ, au mouvement d'une sphère de rayon a qui possède la vitesse v, est $6\pi\zeta av$. Par suite, quand la sphère tombe d'un mouvement *uniforme* sous la seule action de la pesanteur, on a

$$6\pi\zeta av = \frac{4}{3}\pi a^3(\Delta - \delta)g.$$

Si l'on applique cette équation à la vitesse de chute du nuage que forment les grains d'une émulsion, on a encore un moyen d'obtenir le rayon de ces grains (avec une précision double de celle qu'on a pour la vitesse de chute).

Les trois méthodes concordent, comme le montre le Tableau suivant, où les nombres d'une même ligne désignent, en microns, les

valeurs qu'indiquent ces méthodes pour les grains d'une même émulsion :

	Alignements.	Pesée.	Vitesse de chute.
I	0,50	»	0,49
II	0,46	0,46	0,45
III	0,371	0,3667	0,3675
IV	»	0,212	0,213
V	»	0,14	0,15

Ainsi l'accord se vérifie jusqu'au seuil des grandeurs ultramicroscopiques.

Les mesures portant sur les émulsions III et IV, particulièrement soignées, ne donnent pas d'écart qui atteigne 1 pour 100. Chacun des rayons 0,3667 et 0,212 a été obtenu par dénombrement d'environ 10 000 grains.

Incidemment, ces expériences lèvent les doutes qu'on avait exprimés (J. Duclaux), sur l'extension de la loi de Stokes à la vitesse de chute d'un nuage. Cette loi fait intervenir la vitesse vraie d'une sphère par rapport au fluide, et ici on l'applique à une vitesse *moyenne* sans rapport avec les vitesses vraies des grains qui sont incomparablement plus grandes et qui varient sans cesse.

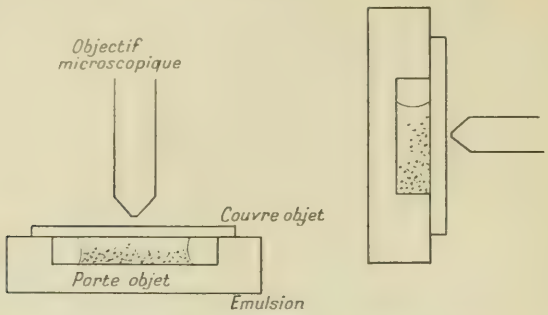
On ne peut cependant plus douter, d'après les concordances précédentes, que, malgré le mouvement brownien, cette extension soit légitime. Mais ces expériences ne valent que pour les *liquides*. Dans les gaz, comme j'aurai à le dire plus loin, la loi de Stokes cesse probablement de s'appliquer, non pas à cause de l'agitation des granules, mais parce que ces granules deviennent comparables au libre parcours moyen des molécules du fluide.

Mise en observation d'une émulsion. — Ce n'est pas sur une hauteur de quelques centimètres ou même de quelques millimètres, mais sur des hauteurs inférieures au dixième de millimètre qu'on peut étudier utilement les émulsions que j'ai employées. J'ai donc fait cette étude au microscope. Une gouttelette d'émulsion est déposée dans une cuve plate (par exemple une cellule Zeiss, profonde de $\frac{1}{10}$ de millimètre, pour numération de globules du sang) et aplatie par un couvre-objet qui ferme la cuve (couvre-objet dont les bords sont noyés dans de la paraffine pour éviter l'évaporation) (*fig.* 3).

On peut placer la préparation verticalement, le corps du microscope étant horizontal : on peut avoir par là d'un seul coup, une vue

d'ensemble sur la répartition en hauteur de l'émulsion. J'ai fait ainsi quelques observations, mais jusqu'ici aucune mesure.

Fig. 3.



On peut aussi placer la préparation horizontalement, le corps du microscope étant vertical. L'objectif employé, de très fort grossissement, a une faible profondeur de champ et l'on ne voit nettement, à un même instant, que les grains d'une tranche horizontale très mince dont l'épaisseur est de l'ordre du micron. Si l'on élève ou abaisse le microscope, on voit les grains d'une autre tranche.

De l'une ou de l'autre manière, on constate que la répartition des grains, à peu près uniforme après l'agitation qui accompagne forcément la mise en place, cesse rapidement de l'être, que les couches inférieures deviennent plus riches en grains que les couches supérieures, mais que cet enrichissement se ralentit sans cesse, et que l'aspect de l'émulsion finit par ne plus changer. Il se réalise donc bien un état de régime permanent dans lequel la concentration décroît avec la hauteur. Reste à faire des mesures précises, qui devront, si la théorie est bonne, vérifier l'équation de raréfaction, c'est-à-dire, puisque les grains sont sphériques,

$$\mathrm{RT} \log \frac{n_0}{n} = \mathrm{N} \frac{4}{3} \pi a^3 (\Delta - \delta) g h.$$

Nous avons déjà le rayon a et la densité apparente $(\Delta - \delta)$, différence entre la densité Δ du grain et celle δ (aisément connue) du liquide intergranulaire. La distance verticale h des deux tranches horizontales successivement mises au point par le microscope s'obtiendra en multipliant le déplacement h' du microscope par l'indice de réfraction relatif des milieux que sépare le couvre-objet. Quant au déplacement h', il se lisait directement sur le tambour gradué de la vis (contrôlée) du microscope Zeiss employé.

Il ne reste plus qu'à savoir déterminer le rapport $\frac{n_0}{n}$ des richesses en grains à deux niveaux différents.

Dénombrement des grains. — Ce rapport $\frac{n_0}{n}$ est évidemment égal au rapport moyen des nombres de grains qu'on voit au microscope, aux deux niveaux étudiés. Mais, au premier abord, ce dénombrement semble difficile : il ne s'agit pas d'objets fixes et, quand on aperçoit quelques centaines de grains qui s'agitent en tous sens, disparaissant d'ailleurs sans cesse en même temps qu'il en apparaît de nouveaux, on éprouve quelque embarras à évaluer leur nombre, même grossièrement.

La plus simple est certainement, quand on le peut, de faire des photographies instantanées de la tranche étudiée, puis de relever à loisir sur les clichés le nombre des images nettes de grains. Mais, en raison du grossissement nécessaire et du faible temps de pose, il faut beaucoup de lumière, et, pour les grains de diamètre inférieur à $0^{\mu},5$, je n'ai pu avoir de bonnes images.

Dans ce cas, je réduisais le champ visuel en plaçant dans le plan focal de l'oculaire une rondelle opaque de clinquant percée par une aiguille d'un très petit trou rond. Dans ce champ très restreint l'œil peut saisir d'un coup le nombre exact des grains perçus à un instant donné. Il suffit pour cela que ce nombre reste inférieur à 5 ou 6. Plaçant alors un obturateur sur le trajet des rayons qui éclairent la préparation, on démasquera ces rayons à intervalles réguliers, notant successivement les nombres de grains aperçus qui seront par exemple

3, 2, 0, 3, 2, 2, 5, 3, 1, 2, ...

Recommençant à un autre niveau, on notera de même une suite de nombres tels que

2, 1, 0, 0, 1, 1, 3, 1, 0, 0, ...

On comprend, en raison de l'irrégularité du mouvement brownien, que, par exemple, 200 lectures de ce genre remplacent une photographie instantanée qui embrasserait un champ 200 fois plus étendu.

Équilibre statistique d'une colonne d'émulsion. — Il est dès lors facile de vérifier avec précision que la répartition des grains finit par atteindre un régime permanent. Le rapport $\frac{n_0}{n}$ des concentrations

en deux niveaux déterminés, d'abord voisin de 1, grandit et tend vers une limite; sur une hauteur de $\frac{1}{10}$ de millimètre et quand le liquide intergranulaire était de l'eau, la répartition limite était pratiquement atteinte après 1 heure (j'ai en particulier trouvé rigoureusement les mêmes rapports $\frac{n_0}{n}$ après 3 heures et après 15 jours).

La répartition limite *est une répartition d'équilibre réversible*, car si on la dépasse, le système y revient de lui-même. Un moyen de la dépasser (de faire accumuler trop de grains dans les couches inférieures) est de refroidir l'émulsion, ce qui provoque un enrichissement des couches inférieures (j'insisterai tout à l'heure sur ce phénomène), puis de lui rendre sa température primitive : la distribution redevient alors ce qu'elle était.

J'ai cherché si cette distribution, comme celle d'une atmosphère pesante, est telle que des élévations égales entraînent des raréfactions égales.

Une série très soignée a été faite avec des grains de gomme gutte ayant pour rayon $0^{\mu},212$. Des lectures croisées ont été faites dans une cuve profonde de 100^{μ}, en quatre plans horizontaux équidistants traversant la cuve aux niveaux

$$5^{\mu},\quad 35^{\mu},\quad 65^{\mu},\quad 95^{\mu}.$$

Ces lectures ont donné, pour ces niveaux, par numération de 13 000 grains, des concentrations proportionnelles aux nombres

$$100,\quad 47,\quad 22,6,\quad 12,$$

peu différents des nombres

$$100,\quad 48,\quad 23,\quad 11,1,$$

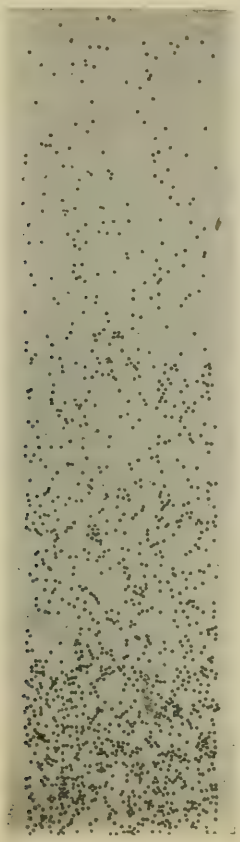
qui sont en progression géométrique. La concentration variait de 1 à 8 (une chute linéaire donnerait 100, 71, 42 et 13); le caractère exponentiel est bien marqué.

J'ai retrouvé la même loi, avec des raréfactions de même importance, par numération sur clichés photographiques, pour des grains plus gros, donnant l'abaissement à la concentration moitié respectivement pour des élévations de 10^{μ} (gutte impure plus dense que le gomme pure, $a = 0^{\mu},30$: 1^{μ} gutte pure, $a = 0^{\mu},367$); 6^{μ} (mastic, $a = 0^{\mu},52$) et $1^{\mu},5$ (gutte, $a = 0^{\mu},6$).

Vous voyez ici (*fig.* 4) un dessin obtenu en plaçant, juste au-dessus l'une de l'autre, cinq coupes faites à 6^{μ} de distance dans l'émulsion

de gutte à rayon $0^{\mu},367$. L'analogie avec le dessin de la figure 1 saute aux yeux.

Fig. 4.



Bref, la répartition exponentielle est certaine et le quotient

$$\frac{RT \log \frac{n_0}{n}}{\frac{4}{3}\pi a^3 (\Delta - \delta) g h},$$

qui dans notre théorie doit être égal à N, aura en tout cas pour chaque émulsion une valeur bien déterminée. Il faut voir si toutes les émulsions donnent la même valeur, et si de plus cette valeur s'accorde avec les prévisions.

Épreuve décisive. — Dix séries d'expériences répondent à la question qui vient d'être posée. On a fait varier dans ces expériences

toutes les grandeurs qui figurent dans l'expression proposée pour N, c'est-à-dire (puisque la constance de $\frac{1}{h} \log \frac{n_0}{n}$ est maintenant établie pour chaque émulsion), le volume V du grain, sa densité apparente $(\Delta - \delta)$ et la température. On a également fait varier la nature du grain et du liquide intergranulaire.

Les séries I, II, III, IV, VI, ont été faites avec des grains naturels de gomme gutte, les autres séries avec des grains précipités par l'eau de solutions alcooliques (probablement mieux définis chimiquement, ce qui n'est d'ailleurs pas indispensable). La série I (préliminaire) a été seule faite à l'ultramicroscope; la précision en est médiocre, parce que la densité des grains, mal purifiés, est restée incertaine. J'ai fait la série V (mastic) en collaboration avec M. Dabrowski; la série VIII (glycérine à 12 pour 100 d'eau) en collaboration avec M. Niels Bjerrum. Enfin, les séries IX et X (variation de la température) ont été faites sur ma demande par M. Bruhat.

On a généralement compté 3000 ou 4000 grains (en compter plus est illusoire quand les grains ne sont pas bien uniformes); on en a compté 13 000 dans la série VI, et 17 000 dans la série VII (ces deux séries sont, à tous égards, les plus précises).

Le Tableau ci-après résume ces expériences et leurs résultats.

Les valeurs extrêmes des volumes sont dans le rapport de 1 à 48, celles des viscosités dans le rapport de 1 à 250, celles des densités apparentes dans le rapport de $(+10)$ à (-1), celles enfin des températures absolues dans le rapport de 1 à 1,25. Pourtant le quotient $\frac{N}{10^{22}}$ reste sensiblement constant, et voisin de 70.

Même si l'on n'avait aucun autre renseignement sur les grandeurs moléculaires, *cette constance justifierait les hypothèses si intuitives qui nous ont guidés*, et l'on accepterait sans doute comme bien vraisemblables les valeurs qu'elle assigne aux masses des molécules et des atomes.

Mais, de plus, le nombre trouvé concorde avec celui qu'avait donné la théorie cinétique pour rendre compte de la viscosité des gaz. *Cette concordance décisive ne peut laisser aucun doute sur l'origine du mouvement brownien.* Pour comprendre à quel point elle est frappante, il faut songer qu'avant expérience on n'eût certainement pas osé affirmer que la chute de concentration ne serait pas négligeable sur la faible hauteur de quelques microns, ce qui eût donné pour $\frac{N}{10^{22}}$

$$\text{Log}\,\frac{n_0}{n} = \frac{N}{RT}\,V(\Delta - \delta)gh.$$

TEMPERATURE et viscosité.	NATURE de l'émulsion.	$V.10^{15}$.	$\Delta - \delta$.	$\frac{N}{10^{22}}$.
Température ordinaire (20° à 24°) et viscosité voisine de celle 0,01 de l'eau à 20°.	I. Gomme gutte (variété dense), série préliminaire.	13	0,25 à 0,35	50 à 70
	II. Grains naturels analogues.	100	0,30	65
	III. Grains naturels moins denses.....	115	0,21	75
	IV. Grains analogues.....	370	0,21	72
	V. Mastic précipité de l'alcool.	610	0,063	70
	VI. Grains naturels (gutte).	40	0,207	70,5
	VII. Gutte précipitée de l'alcool.....	206	0,1967	**68,3**
$\zeta = 125.0,01$	VIII. Grains analogues, dans glycérine (10 pour 100 eau).	242	—0,0314 (négative)	72
$t = -9$ $\zeta = 2.0,01$	IX. Grains analogues, dans eau surfondue.....	225	0,196	71,7
$t = +58°$ $\zeta = \frac{1}{2}\,0,01$	X. Mêmes grains, dans eau chaude.....	225	0,21	72

une valeur infiniment petite, et que, par contre, on n'eût pas osé affirmer davantage que tous les grains ne finiraient pas par se rassembler dans le voisinage immédiat du fond, ce qui eût indiqué pour $\frac{N}{10^{22}}$ une valeur infiniment grande. Personne ne pensera que, dans l'immense intervalle *a priori* possible, on ait pu obtenir par hasard des nombres si voisins du nombre prévu, cela, pour chaque émulsion, dans les conditions d'expérience les plus variées. *Il devient donc difficile de nier la réalité objective des molécules.*

Bref, il est bien établi qu'UNE ÉMULSION SE COMPORTE COMME UNE ATMOSPHÈRE PESANTE EN MINIATURE, ou plutôt que c'est une atmosphère à molécules colossales, déjà visibles, où la raréfaction est

colossalement rapide, mais encore perceptible. A ce point de vue, la hauteur des Alpes est représentée par quelques microns, mais les molécules individuelles sont aussi hautes que des collines. En même temps, le mouvement moléculaire nous est rendu visible. Le mouvement brownien en est l'image fidèle, ou mieux il est déjà un mouvement moléculaire, comme l'infrarouge est déjà de la lumière. Il n'y a aucun abîme entre les molécules d'oxygène et les molécules *visibles* que réalisent les grains d'une émulsion [1], pour lesquels la *molécule-gramme* devient de l'ordre de 100 000 tonnes.

Une attention particulière peut être apportée à la série VIII, où l'action de la pesanteur, changée de signe, accumulait les grains dans les couches supérieures. Le liquide intergranulaire était de la glycérine à 12 pour 100 d'eau, très visqueuse, où le mouvement brownien très amoindri, restait pourtant perceptible; quelques jours étaient nécessaires pour l'établissement du régime permanent. J'ai tenté de refaire ces mesures dans de la glycérine à 7 pour 100 d'eau seulement, encore 2 fois plus visqueuse. Mais la répartition de régime permanent ne put être atteinte, parce que, dans ce milieu les grains se collent aux parois de verre. Comme je vous dirai dans un instant, j'ai plus tard fait utiliser cette circonstance même, pour étendre, par une autre voie (diffusion) le domaine des vérifications.

L'influence de la température. — Je tiens à discuter spécialement la façon dont les variations de température influent sur la répartition d'équilibre. Nous avons vu que l'équilibre d'une colonne d'émulsion (comme celui d'une colonne gazeuse), résulte de l'antagonisme entre la pesanteur (qui sollicite tous les grains dans le même sens) et l'agitation moléculaire (qui les éparpille sans cesse). Plus cette agitation sera faible, c'est-à-dire plus la température sera basse, et plus l'affaissement de la colonne sous son propre poids sera marqué.

C'est bien ce que montre l'équation de répartition

$$\frac{\frac{1}{h}\log\frac{n_0}{n}}{\Delta-\delta} = \frac{N}{RT}\,\frac{4}{3}\pi a^3 g.$$

L'*affaissement*, quand la température s'abaisse, ou l'*expansion*,

[1] Bien entendu, ce ne sont pas des molécules *chimiques* où tous les liens seraient de la nature de ceux qui relient dans le méthane l'atome de carbone à ceux d'hydrogène. Mais la nature des liens (cohésion ou force chimique) qui unissent les morceaux d'une molécule n'importe pas à la définition *physique* de cette molécule.

quand elle s'élève, peuvent se vérifier avec précision, même sans beaucoup faire varier la température. Cela tient à ce que cette vérification n'exige pas la détermination exacte, toujours difficile, du rayon des grains de l'émulsion. Il suffit d'opérer sur la même émulsion, à une autre température T'. Écrivant l'équation de répartition pour cette température T', et divisant membre à membre par l'équation analogue en T, on trouve (1)

$$\frac{\Delta - \delta}{\Delta - \delta'} \frac{\frac{1}{h'} \log \frac{n'_0}{n'}}{\frac{1}{h} \log \frac{n_0}{n}} = \frac{T}{T'}.$$

Un étudiant de mon laboratoire, M. Bruhat, a bien voulu se charger sur ma demande, d'essayer le montage nécessaire à cette vérification et a très habilement réussi à le réaliser. La gouttelette d'émulsion est placée sur la face supérieure d'une cuve transparente mince, dans laquelle un courant liquide (eau chaude, ou alcool refroidi) maintient une température fixe t (mesurée par une pince thermo-électrique). D'autre part, le couvre-objet forme le fond d'une boîte, pleine d'un liquide (eau chaude, ou solution incongelable de même indice que l'huile), où baigne l'objectif du microscope (immersion à eau ou à huile). On amène ce liquide à la température t (deuxième pince thermo-électrique) grâce à un tube de cuivre qui le traverse et où passe un courant liquide régulateur. La préparation, ainsi emprisonnée, prend forcément la température t.

Les numérations aux divers niveaux ont été faites en champ visuel réduit; les hauteurs ont été mesurées en tenant compte des indices de réfraction. Pour une même élévation de 16$^{\mu}$, la concentration des grains s'est trouvée divisée par 7,08 à 58° et par 9,56 à —9°. L'affaissement causé dans l'émulsion par cet abaissement de 67° est donc manifeste. Au point de vue quantitatif, l'équation à vérifier devient

$$\frac{1,1942 - 0,9842}{1,1942 - 0,9984} \frac{\log 9,56}{\log 7,08} = \frac{273 + 58}{273 - 9}.$$

Le premier membre est égal à 1,238, le deuxième à 1,253. Les rapports de concentration 7 au lieu de 7,08 et 9,7 au lieu de 9,56 (erreurs qui sont dans les limites possibles) rendraient l'égalité rigoureuse. On

(1) En négligeant la dilatation du verre qui forme le grain.

voit avec quelle perfection toutes les lois des gaz s'appliquent aux émulsions.

Détermination précise du nombre d'Avogadro. — Nous avons dit que la théorie des gaz, appliquée à leur viscosité donnait les grandeurs moléculaires avec une approximation de peut-être 30 pour 100. Les perfectionnements des mesures relatives aux gaz ne diminuent pas cette incertitude, qui tient aux hypothèses simplificatrices introduites dans les raisonnements. Il n'en est plus de même dans le cas des émulsions, où les résultats ont exactement la précision des expériences. La valeur actuellement la plus sûre, donnée par la série VII (centrifugation soignée, 17 000 grains comptés à diverses hauteurs), est

$$68.2.10^{22}.$$

Masses moléculaires absolues. Électron. — Les masses absolues des molécules et des atomes se trouvent donc atteintes avec précision. La mesure $\frac{32}{N}$ de la molécule d'oxygène est 47.10^{-24}, celle $\frac{1.007}{N}$ de l'atome d'hydrogène est $1,47.10^{-24}$, et ainsi de suite.

Parmi les grandeurs élémentaires atteintes, il en est une qui mérite une mention particulière. C'est la charge indivisible (Helmholtz) que transporte dans l'électrolyse un ion monovalent. Puisqu'un ion-gramme transporte 96 550 coulombs, c'est-à-dire 29.10^{13} unités électrostatiques C.G.S., la charge élémentaire e ou électron vaudra $\frac{29.10^{13}}{N}$ de ces unités électrostatiques, et l'on aura

$$e = 4,25.10^{-10} \quad \text{(U.E.C.G.S.)}$$

qui n'est guère que le $\frac{1}{100\,000}$ des charges directement décelables par un bon électromètre.

LES LOIS DU MOUVEMENT BROWNIEN.

Vous venez de voir qu'on peut étendre les lois des gaz aux émulsions, et du même coup obtenir les poids absolus des atomes. Il est remarquable que, dans ces mesures, nous n'avons pas eu à nous occuper de l'activité du mouvement brownien. Les lois des gaz sont vérifiées par les émulsions aussi bien dans la glycérine, où le mouvement brownien est à peine perceptible, que dans l'eau où il est très

vif, la seule différence étant que la répartition d'équilibre se réalise beaucoup plus vite dans l'eau que dans la glycérine.

D'autre part, ce mouvement brownien, étudié en lui-même, va nous donner de nouveaux moyens d'atteindre les grandeurs moléculaires, grâce aux admirables travaux théoriques d'Einstein [1].

Jusqu'alors, on s'était efforcé pour caractériser le mouvement brownien, d'évaluer une vitesse moyenne d'agitation en suivant le trajet d'un grain. Les évaluations ainsi obtenues, toujours seulement de quelques microns par seconde pour des grains de l'ordre du micron, sont grossièrement fausses. Les enchevêtrements de la trajectoire sont si nombreux et si rapides qu'il est impossible de les suivre et que la trajectoire notée est infiniment plus simple et plus courte que la trajectoire réelle. De même, la vitesse moyenne apparente d'un grain pendant un temps donné varie *follement* en grandeur et en direction sans tendre vers une limite quand le temps de l'observation décroît, comme on le voit de façon simple en notant les positions d'un grain à la chambre claire de minute en minute, puis, par exemple, de 5 en 5 secondes, et mieux encore en les photographiant de vingtième en vingtième de seconde, comme l'a fait Victor Henri pour cinématographier le mouvement.

Laissant donc de côté la vitesse vraie, qui n'est pas mesurable, et sans nous embarrasser du trajet infiniment enchevêtré que décrit un grain pendant un temps donné, nous prendrons comme paramètre caractéristique de l'agitation le segment rectiligne qui joint le point de départ au point d'arrivée. Ce segment sera le *déplacement* du grain pendant la durée considérée.

Pour une même durée τ, et pour des grains identiques, les projections de tels déplacements sur un axe Ox dans la direction duquel aucune action ne sollicite les grains (un axe horizontal dans les conditions ordinaires de l'observation), doivent se répartir autour de la valeur zéro suivant la loi classique du hasard.

En second lieu, toujours si le mouvement est irrégulier, leur carré moyen ξ^2 grandira proportionnellement à la durée τ. Le quotient $\frac{\xi^2}{\tau}$, fixe pour des grains de taille donnée, pourra caractériser l'activité du mouvement brownien.

Enfin, troisième conséquence *nécessaire* de l'irrégularité du mouve-

---

(1) *Ann. der Physik*, t. XVII, 1905 p. 549, et t. XIX, 1906, p. 371. J'ai donné l'exposé complet de la théorie dans mon Rapport au Conseil de Bruxelles. Paris, Gauthier-Villars; 1912.)

ment, et point essentiel de la théorie d'Einstein, les grains d'une émulsion doivent *diffuser* suivant la même loi que la matière d'une solution, et le coefficient de diffusion vérifie l'équation

$$D = \frac{1}{2}\frac{\xi^2}{\tau}. \tag{1}$$

Ceci admis, considérons un cylindre d'émulsion formé de sphérules tous sollicités par la même force F parallèle au cylindre. Cette force imprime aux grains une vitesse moyenne $\frac{F}{6\pi a\zeta}$, si la loi de Stokes est applicable (et vous avez vu qu'en effet c'est le cas, dans les liquides). Si n est la concentration pour la section x, le nombre des grains entraînés par la force au travers de cette section sera $\frac{nF}{6\pi a\zeta}$ par unité de temps. Si le régime permanent est établi, il en doit passer autant par diffusion dans le sens inverse, d'où résulte

$$\frac{nF}{6\pi\zeta a} = -D\frac{dn}{dx}.$$

Si d'autre part nous admettons sans autre preuve comme nous l'avons fait tout à l'heure que les émulsions doivent vérifier les lois des gaz (ce qui simplifie, aux dépens de la rigueur, le véritable exposé d'Einstein), nous pourrons aussi bien exprimer qu'il y a régime permanent en écrivant que l'action du champ sur les grains de la tranche dx équilibre la différence des pressions osmotiques sur ses bases, ce qui donne

$$nF\,dx = -dn\frac{RT}{N};$$

d'où résulte, par une élimination évidente,

$$D = \frac{RT}{N}\frac{1}{6\pi\zeta a}. \tag{2}$$

Dans l'eau, à la température ordinaire, si N a la valeur précédemment trouvée, le coefficient de diffusion serait donc $3{,}7.10^{-9}$ unité C.G.S. pour des grains ayant 1^{μ} de diamètre, c'est-à-dire 1000 fois plus petit que celui du sucre, dans l'eau.

Il suffit maintenant d'écrire que les deux expressions du coefficient de diffusion sont égales pour obtenir avec Einstein l'équation

$$\frac{\xi^2}{\tau} = \frac{RT}{N}\frac{1}{3\pi a\zeta}, \tag{3}$$

qui donne un moyen nouveau d'atteindre le nombre d'Avogadro.

Un peu plus tard, Einstein a réussi à traiter comme cas particulier d'un même problème aussi bien le *mouvement brownien de rotation* que le mouvement brownien de translation. Il a ainsi trouvé que, si A^2 désigne le carré moyen de la composante autour d'un axe de l'angle de rotation pendant le durée τ (on doit se borner à des durées telles que cet angle ne dépasse pas quelques degrés), on doit avoir

$$\frac{A^2}{\tau} = \frac{RT}{N} \frac{1}{4\pi\zeta a^3}. \tag{4}$$

CONTROLE EXPÉRIMENTAL DE LA THÉORIE D'EINSTEIN.

Avant toute autre vérification, Einstein lui-même a observé que l'ordre de grandeur du mouvement brownien semblait tout à fait correspondre à ses prévisions. Smoluchowski, après avoir obtenu de façon indépendante des résultats assez semblables à ceux d'Einstein (mais seulement approchés, et d'ailleurs publiés postérieurement) a tiré la même conclusion d'une discussion approfondie des données alors utilisables, qui permettaient l'évaluation grossière des déplacements pour des grains de l'ordre du micron. On pouvait, sans doute affirmer dès lors (1906) que le mouvement brownien n'est sûrement pas plus que cinq fois plus vif, et sûrement pas moins que cinq fois moins vif que l'agitation prévue. Cette concordance dans l'ordre de grandeur et dans les propriétés qualitatives donnait déjà une bien grande force à la théorie cinétique du phénomène.

Il ne fut publié, jusqu'en 1908, aucune vérification, ou tentative de vérification qui ajoute le moindre renseignement à ces remarques d'Einstein et Smoluchowski. Vers ce moment se place une vérification partielle due à Seddig [1]. Cet auteur a comparé, à diverses températures, les déplacements subis de dixième en dixième de seconde par des grains ultramicroscopiques de cinabre jugés égaux. Si la formule d'Einstein est exacte, les déplacements moyens ε et ε'

---

[1] *Physik. Zeitschr.*, t. IX, 1908, p. 465. Comme je l'ai expliqué ailleurs (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 1909) on ne peut tenir aucun compte du travail publié par Svedberg en 1907.

aux températures T et T' (viscosités ζ et ζ') auront pour rapport

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = \sqrt{\frac{T'}{T}}\sqrt{\frac{\zeta}{\zeta'}},$$

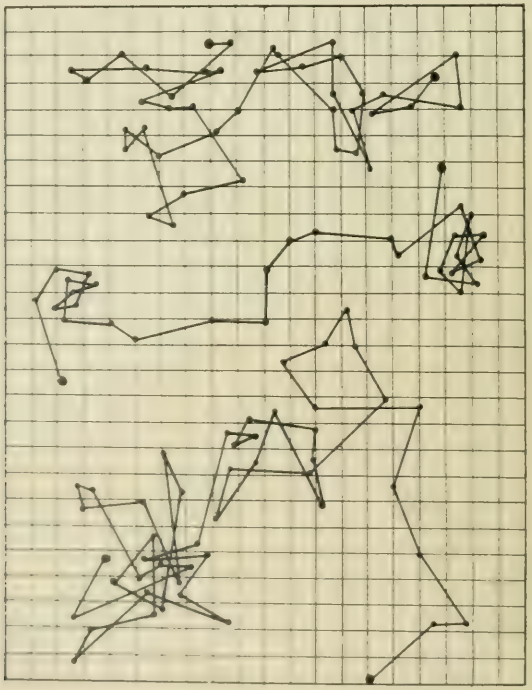
ce qui, pour l'intervalle 17°-90°, ferait prévoir

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = \sqrt{\frac{273 - 90}{273 - 17}}\sqrt{\frac{0.011}{0.0032}} = 1.12 \times 1.86,$$

c'est-à-dire 2,08. L'expérience donne 2,2. L'écart paraît bien inférieur aux erreurs possibles de l'expérience. Incidemment, ces mesures de Seddig prouvent l'influence de la viscosité plus que celle de la température (sept fois plus faible dans cet exemple, et qu'il sera difficile de rendre plus notable).

Ayant des grains de rayon exactement mesurable, et mis au courant

Fig. 5.



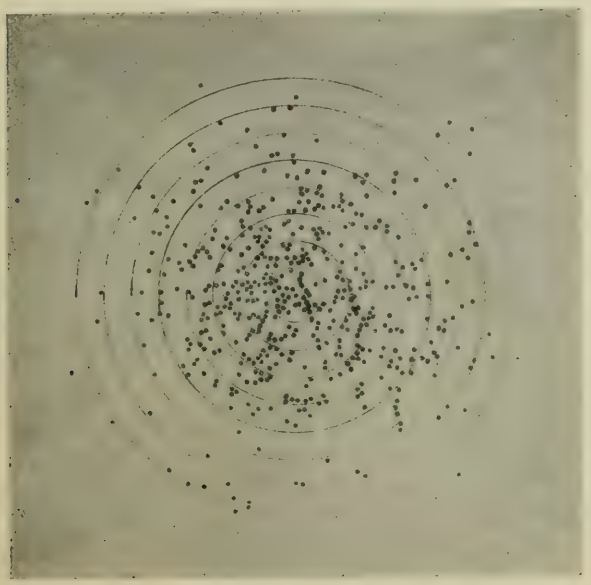
par M. Langevin de la théorie d'Einstein, je me suis trouvé en état, vers la même époque, de faire des mesures absolues, et de soumettre

cette théorie à un contrôle précis. Comme on va le voir, les expériences que j'ai faites ou dirigées en démontrent la complète exactitude [1].

Les grains étaient pointés à la chambre claire à intervalles égaux. On voit, par exemple, sur la figure 5, à un grossissement tel que 16 divisions représentent 50^{μ}, trois dessins obtenus en traçant les projections horizontales des segments qui joignent les positions consécutives d'un même grain de mastic de rayon égal à $0^{\mu},53$, pointé de 30 en 30 secondes [2].

On voit qu'on a sans difficulté les projections des segments sur un axe horizontal quelconque. Si le mouvement est réellement irrégulier, ces projections doivent se répartir, comme je vous le disais tout à l'heure, autour de leur moyenne zéro suivant la loi du hasard.

Fig. 6.



C'est bien ce que M. Chaudesaigues a vérifié pour les déplacements subis en 30 secondes par mes grains de gomme gutte ($a = 0^{\mu},212$).

---

(1) *Comptes rendus*, t. CXLVII, 1908, p. 1044; t. CLII, 1911, p. 1380; *Ann. de Chim. et de Phys.*, septembre 1909, p. 76-90.

(2) Bien entendu, une telle figure donne une idée très affaiblie du prodigieux enchevêtrement de la trajectoire réelle : si l'on avait fait des pointés de seconde en seconde, chaque segment eût été remplacé par une ligne brisée de 30 côtés relativement aussi compliquée que le dessin total, et ainsi de suite.

Mais ici je me bornerai à vous donner une vérification plus frappante encore de l'irrégularité du mouvement, et dont je dois l'idée à M. Langevin. Supposez qu'on transporte, parallèlement à eux-mêmes, les déplacements horizontaux observés, de façon à leur donner une origine commune. Les extrémités des vecteurs ainsi obtenus doivent se répartir autour de cette origine comme les balles tirées sur une cible se répartissent autour du but. C'est ce qu'on voit sur la figure 6 où sont réparties 500 observations que j'ai faites sur des grains de rayon égal à $0^{\mu},367$ pointés de 30 en 30 secondes. Le carré moyen ζ^2 de ces déplacements était $61,6.10^{-8}$ (ce qui donne ζ égal à $7^{\mu},84$). Les cercles tracés sur la figure ont pour rayons successifs $\frac{\zeta}{4}$, $2\frac{\zeta}{4}$, $3\frac{\zeta}{4}$, etc.

Ici encore, le contrôle est quantitatif. La théorie du hasard donne pour les points contenus dans les huit premiers anneaux les nombres

$$32,\ 83,\ 107,\ 105,\ 75,\ 50,\ 27,\ 14,$$

et l'on trouve, en réalité,

$$34,\ 78,\ 106,\ 103,\ 75,\ 49,\ 30,\ 17.$$

L'irrégularité du mouvement est donc rigoureuse.

Mouvement brownien de translation. — Pour mettre à l'épreuve la formule proposée par Einstein, il faut chercher si le quotient

$$\frac{\tau}{\xi^2}\,\frac{RT}{3\pi\zeta a}$$

est bien indépendant de l'émulsion et a la valeur déjà trouvée pour N.

Il s'en faut que cela fût ou parût évident. De fait, un premier essai par enregistrement cinématographique tenté par V. Henri [1] parut d'abord nettement défavorable à la théorie d'Einstein.

Je rappelle ce point parce que j'ai été vivement frappé de la facilité avec laquelle les physiciens les plus attachés à la théorie cinétique furent prompts à admettre que la théorie d'Einstein devait contenir quelques hypothèses injustifiées. Cela m'a prouvé combien est au fond limité le crédit que nous accordons aux théories, et que ceux

---

[1] *Comptes rendus*, 1908, t. CXLVI. La méthode était tout à fait correcte et avait le mérite d'être employée pour la première fois, mais une erreur systématique faussa les résultats.

même qui les édifient y voient des instruments de découverte plutôt que de véritables démonstrations.

Bien que gagné par le doute général, je tins à mesurer l'agitation des grains exactement mesurés que je préparais, et tout de suite il fut manifeste que la théorie d'Einstein se vérifiait. J'ai fait ou dirigé sept séries de mesures, en changeant autant que j'ai pu les conditions de l'expérience, particulièrement la viscosité et la taille des grains. Ces grains étaient pointés à la chambre claire [1], le microscope étant vertical, ce qui donne les déplacements horizontaux (par comparaison avec un micromètre objectif). Les pointages ont été généralement faits de demi-minute en demi-minute, à raison de 4 pour chaque grain.

J'ai mis en train la méthode (série I) avec l'aide de M. Chaudesaigues, qui a bien voulu se charger (séries II et III) des mesures relatives à des grains ($a = 0^{\mu},212$) dont la répartition en hauteur m'avait donné une bonne détermination de N. Il a utilisé un objectif à sec (dispositif d'ultramicroscopie). Les séries suivantes ont été faites avec l'objectif à immersion, qui permet de mieux connaître la température de l'émulsion (dont les variations importent, à cause des variations de viscosité qu'elles entraînent). J'ai fait la série IV (mastic) en collaboration avec M. Dabrowski, la série VI (liquide très visqueux) en collaboration avec M. Bjerrum. La série V se rapporte à deux grains très gros de mastic (obtenus comme nous le verrons bientôt) de diamètre directement mesuré à la chambre claire, et en suspension dans une solution d'urée de même densité que le mastic.

Le Tableau suivant, où on lit, pour chaque série, la valeur moyenne de la viscosité ζ, le rayon a des grains, leur masse m et le nombre approximatif n des déplacements utilisés, résume ces expériences.

---

[1] Une difficulté réelle est de ne pas perdre de vue le grain, qui monte et descend sans cesse.

$$\frac{\xi^2}{\tau} = \frac{RT}{N}\,\frac{1}{3\pi a \zeta}.$$

100ζ.	NATURE de l'émulsion.	RAYON des grains.	MASSE $m\,10^{19}$.	DEPLACEMENTS utilisés.	$\frac{N}{10^{22}}$.
		μ			
1	I. Grains de gomme gutte...	0,50	600	100	80
1	II. Grains analogues.....	0,212	48	900	69,5
5	III. Mêmes grains dans eau sucrée (35 pour 100).....	0,212	48	400	55
1	IV. Grains de mastic.....	0,52	650	1000	72,5
1,3	V. Grains énormes (mastic) dans solution d'urée (27 pour 100).....	5,50	750000	100	78
125	VI. Grains de gomme gutte dans glycérine (10 pour 100 eau).....	0,385	290	100	64
1	VII. Grains de gomme gutte bien égaux.....	0,367	246	1500	68,8

Comme on le voit, les valeurs extrêmes des masses sont dans un rapport supérieur à 15000 et celles des viscosités dans le rapport de 1 à 125. Pourtant, et quelle que fût la nature du liquide intergranulaire ou des grains, le quotient $\frac{N}{10^{22}}$ est resté voisin de 70 comme dans le cas de la répartition en hauteur. Cette remarquable concordance prouve l'exactitude rigoureuse de la formule d'Einstein et confirme de façon éclatante la théorie moléculaire.

Les mesures les plus précises (série VII) se rapportent aux grains les plus égaux que j'ai préparés. Les rayons éclairants, assez faibles, étaient filtrés par une cuve d'eau. L'émulsion était très diluée. Pour ne pas être tenté de choisir des grains par hasard un peu plus visibles donc un peu plus gros que la moyenne (ce qui élèverait un peu N), je suivais le premier grain qui se présentait dans le centre du champ, puis je déplaçais latéralement de 100μ la préparation, je recommençais dans la même région, et ainsi de suite. La valeur obtenue 68,8 concorde à $\frac{1}{100}$ près, avec celle que m'a donnée la répartition

en hauteur. J'admettrai la valeur moyenne

$$68,5.10^{22},$$

d'où résulte pour l'électron la charge $4,2.10^{-10}$.

Mouvement brownien de rotation. — Si nous pouvions vérifier la formule (4), proposée par Einstein pour la rotation, nous vérifierions du même coup les hypothèses admises dans sa démonstration, et qu'on retrouve quand on veut établir l'*équipartition de l'énergie*, c'est-à-dire que nous vérifierions l'égalité moyenne des énergies de rotation et de translation. Les difficultés mêmes que nous avons vues récemment s'élever au sujet de cette équipartition augmentent l'utilité d'une vérification.

Mais cette formule indique une rotation moyenne d'environ 8° par centième de seconde pour des sphères de 1^{μ} de diamètre, rotation bien rapide pour être même perçue. Et, en effet, cette rotation n'avait jamais été étudiée, même qualitativement.

J'ai tourné la difficulté en préparant des sphérules relativement très gros. J'y suis arrivé en rendant très progressive la pénétration de l'eau précipitante dans la solution alcoolique de la résine employée. Je superposais avec précaution cette solution et de l'eau pure. Cette eau diffusait lentement dans l'alcool et les grains qui se forment alors ont couramment un diamètre d'une douzaine de microns.

Ces grains semblent des billes de *verre* transparent (qu'on brise facilement en fragments irréguliers), fréquemment sans défaut, mais fréquemment aussi contenant à leur intérieur des inclusions visibles [1], *points de repère grâce auxquels on perçoit facilement, cette fois, le mouvement brownien de rotation.*

Mais le poids énorme de tels grains les maintient sans cesse au voisinage immédiat du fond, et leur mouvement brownien (translation et rotation) peut être altéré par des phénomènes d'adhérence. J'ai donc cherché, par dissolution de substances convenables, à donner au liquide intergranulaire la densité des grains. A la dose nécessaire pour amener ainsi les grains *à flotter* au sein du liquide, toutes ces substances ont *coagulé* mes grains (les accolant en *grappes de raisin*),

---

[1] Ces inclusions ne modifient pas appréciablement la densité du grain : dans une solution aqueuse d'urée, des grains de mastic se suspendent pour la même teneur en urée, qu'ils contiennent ou ne contiennent pas d'inclusions. J'ai discuté ailleurs la nature de ces inclusions (*Ann. de Chim. et de Phys.*, septembre 1909, p. 88).

et par là se sont montrées inutilisables, sauf heureusement une, l'*urée*.

Dans de l'eau à 27 pour 100 d'urée, j'ai pu suivre l'agitation des grains (série V du Tableau précédent). J'ai, de même, assez grossièrement, pu mesurer leur rotation. Pour cela, je pointais à intervalles de temps égaux la position de certains défauts, ce qui permet ensuite, à loisir, de retrouver l'orientation de la sphère à chacun de ces instants et de calculer approximativement sa rotation d'un instant à l'autre. Les calculs numériques, appliqués à environ 200 mesures d'angle faites sur des sphères ayant 13^{μ} de diamètre, m'ont donné pour N, par application de la formule d'Einstein, la valeur 65.10^{22}, alors que la valeur probablement exacte est 68.10^{22}. En d'autres termes, si l'on part de cette dernière valeur de N, on prévoit, en degrés, pour $\sqrt{\overline{A^2}}$, par minute, la valeur

$$14^{\circ},$$

et l'on trouve expérimentalement

$$14^{\circ},5.$$

L'écart se trouve bien inférieur aux erreurs que rend possibles l'approximation médiocre des mesures et des calculs. Cette concordance est d'autant plus frappante qu'on ignorait *a priori* même l'ordre de grandeur du phénomène. La masse des grains observés est 70 000 fois plus grande que celle des plus petits grains étudiés pour la répartition en hauteur.

La diffusion.

On peut étendre encore le domaine de vérification de la théorie d'Einstein en portant l'attention sur son équation (2)

$$D = \frac{RT}{Na}\frac{1}{6\pi\zeta}.$$

Il convient de citer d'abord en ce sens l'application qu'Einstein lui-même a faite de cette équation dans le cas de la diffusion du sucre dans l'eau. Cette extension suppose : 1° qu'on peut regarder les molécules de sucre comme sphériques; 2° que la loi de Stokes s'applique encore à ce degré de petitesse.

Ces hypothèses faites, il faut encore avoir une indication sur le rayon a qu'on peut attribuer à une molécule de sucre. Einstein l'a tirée des données relatives à la viscosité de l'eau sucrée. Il a montré,

pour cela, que la viscosité ζ' d'une émulsion étendue doit vérifier l'équation

$$\frac{\zeta'}{\zeta} = 1 + 2,5\frac{\varphi}{v},$$

ζ étant la viscosité du liquide intergranulaire, et φ le volume total des sphérules présents dans le volume v d'émulsion [1].

Appliquant au sucre, Einstein trouve donc le volume vrai des molécules de 1 molécule-gramme de sucre, par l'équation

$$\frac{4}{3}\pi N a^3 = \frac{v}{2,5}\left(\frac{\zeta'}{\zeta} - 1\right)$$

(où ζ désigne la viscosité de l'eau pure intergranulaire), équation qui, jointe à l'équation de diffusion, donne a et N. La valeur ainsi trouvée pour N est

$$64.10^{22},$$

remarquablement approchée. Cette concordance nous force à croire que les molécules de sucre ont une forme assez arrondie, sinon sphérique, et, de plus, que la loi de Stokes est encore applicable (dans un liquide) pour des molécules sans doute relativement grosses, mais enfin dont le diamètre n'atteint pas le millième de icron.

Diffusion de granules visibles. — D'après sa démonstration, l'équation de diffusion d'Einstein, qui ne peut qu'être approchée pour des molécules, a chance d'être rigoureusement vérifiée pour les sphérules des émulsions que j'ai étudiées. En fait, puisque cette équation est la conséquence nécessaire de la loi de Stokes et de la loi de répartition en hauteur, elle peut être regardée comme vérifiée dans le domaine où j'ai vérifié ces deux lois.

Il est cependant d'un intérêt certain de faire des mesures *directes* de diffusion, mais cet intérêt sera plus grand si l'on fait ces mesures, de manière à étendre encore le domaine où l'on aura vu se vérifier, pour les émulsions, les lois des gaz parfaits. Aussi, quand M. Léon Brillouin me fit part de son désir de compléter la vérification de la

---

[1] En réalité, Einstein avait trouvé le rapport $\left(1 + \frac{\varphi}{v}\right)$. M. Bancelin, qui travaillait dans mon laboratoire, désira vérifier cette formule. Les mesures, faites sur diverses émulsions pour lesquelles $\frac{\varphi}{v}$ était bien connu, donnèrent le rapport $\left(1 + 2,8\frac{\varphi}{v}\right)$. Averti de ce désaccord, M. Einstein s'aperçut qu'une erreur de calcul s'était glissée dans sa théorie (1911).

théorie d'Einstein en étudiant la diffusion des émulsions, je lui conseillai la méthode suivante qui utilise la particularité même qui m'avait empêché d'étudier un régime permanent dans la glycérine pure, où les grains se collent à la paroi de verre quand, par hasard, ils la rencontrent. Bien entendu, la même technique s'appliquerait à la diffusion plus rapide des granules dans l'eau acidulée (où ils se collent aussi au verre).

Considérons, en effet, une paroi verticale de verre qui limite une émulsion, d'abord à répartition uniforme, de grains de gomme gutte dans la glycérine, le nombre de grains par unité de volume étant n. Cette paroi, qui fonctionne comme parfaitement absorbante, capture tous les grains que le hasard du mouvement brownien amène à son contact, en sorte que l'émulsion s'appauvrit progressivement par diffusion vers la paroi, en même temps que le nombre $\mathfrak{N}$ de grains collés par unité de surface va en croissant. La variation de $\mathfrak{N}$ en fonction du temps déterminera le coefficient de diffusion.

La paroi absorbante observée sera la face postérieure du couvre-objet qui limite une préparation maintenue verticalement à température bien constante. La distance du porte-objet sera assez grande ($0^{mm},5$ à 1^{mm}), pour que, pendant les quelques jours d'observations, l'absorption par le couvre-objet soit ce qu'elle serait si l'émulsion s'étendait à l'infini [1].

Le raisonnement approché qui suit permet de tirer des mesures le coefficient D de diffusion.

Soit toujours ξ^2 le carré moyen (égal à $2D\tau$) du déplacement pendant le temps τ qui s'est écoulé depuis la mise en expérience. J'admets qu'on ne fera pas de grandes erreurs en raisonnant comme si chaque grain avait subi, soit vers le mur absorbant, soit en sens inverse, le déplacement ξ. Le nombre $\mathfrak{N}$ des grains arrêtés par l'unité de surface de la paroi, pendant le temps τ, est alors évidemment

$$\mathfrak{N} = \frac{1}{2} n \xi;$$

d'où résulte, remplaçant ξ par $\sqrt{2D\tau}$ [équation (1) d'Einstein],

$$\frac{\mathfrak{N}^2}{\tau} = D\frac{n^2}{2},$$

---

(1) Les grains, un peu plus légers que la glycérine, monteront lentement (environ 1^{mm} en 2 semaines à la température des expériences). Cela n'a aucune influence sur $\mathfrak{N}$ si la préparation est assez haute pour que la surface étudiée reste au-dessus des couches inférieures privées par cette ascension de leurs grains.

ou encore

$$D = \frac{2}{\tau}\frac{\mathfrak{N}^2}{n^2},$$

équation qui donne le coefficient de diffusion.

M. Léon Brillouin a, de façon très habile, monté les expériences et fait les mesures. Des grains égaux de gomme gutte ($0^{\mu},514$ de rayon), débarrassés par dessiccation de l'eau intergranulaire, ont été longuement délayés dans de la glycérine de manière à réaliser une émulsion à répartition uniforme ($n = 7,9.10^8$). La diffusion s'est produite dans un thermostat à la température constante de $38^0,7$, pour laquelle la viscosité de la glycérine employée était 165 fois celle de l'eau à 20^0. Deux fois par jour, on photographiait la paroi où se fixaient les grains et l'on comptait ces grains sur les clichés. Six préparations ont été suivies, chacune pendant plusieurs jours.

Le nombre des grains fixés s'est bien trouvé proportionnel à la racine carrée du temps. Le coefficient D, égal à $\frac{2}{n^2}\frac{\mathfrak{N}^2}{\tau}$ s'ensuit aussitôt. Il fut trouvé, par fixation de 5000 grains environ, égal à $2,3.10^{-11}$ pour les grains employés, dont la diffusion se fait donc 140 000 fois moins vite que celle du sucre dans l'eau à la température ordinaire [1]. La valeur qui en résulte pour N, par application de l'équation d'Einstein, est

$$69.10^{22}.$$

Bref, les lois des gaz s'appliquent dans tous leurs détails aux émulsions, ce qui donne une base expérimentale solide aux théories moléculaires. Le domaine de vérification vous paraîtra considérable si vous réfléchissez :

1° Que la nature des grains a varié (gomme gutte, mastic);

2° Que la nature du liquide intergranulaire a varié (eau, solution aqueuse à 27 pour 100 d'urée, ou à 35 pour 100 de sucre, glycérine à 12 pour 100 d'eau, glycérine pure);

3° Que la température a varié (de -9^0 à $+58^0$);

4° Que la densité apparente des grains a varié (de $-\frac{3}{100}$ à $+\frac{30}{100}$);

---

[1] M. Léon Brillouin a examiné des préparations à 0°, température à laquelle la glycérine était au moins 3000 fois plus visqueuse que de l'eau. Le mouvement brownien semble alors absolument arrêté. Il subsiste pourtant, et sans doute obéit aux mêmes lois, car des photographies successives montrent que les grains diffusent vers la paroi, avec une vitesse de l'ordre prévu (le phénomène, trop lent, n'a pas été suivi).

5° Que la viscosité du liquide intergranulaire a varié (dans le rapport de 1 à 330);

6° Que la masse des grains a varié (dans le rapport énorme de 1 à 70 000) ainsi que le volume (dans le rapport de 1 à 90 000).

Il me reste maintenant à résumer brièvement et à discuter d'autres phénomènes où la structure moléculaire s'impose à notre esprit, et qui, récemment, ont permis, comme le mouvement brownien, d'atteindre les éléments de cette structure.

PHÉNOMÈNES BROWNIENS.

Opalescence critique. — L'agitation moléculaire, directement révélée par le mouvement brownien, peut se traduire par d'autres conséquences comparables à ce mouvement en ceci qu'elles consistent également en *un régime permanent d'inégalité variable dans les propriétés de portions microscopiques d'une matière en équilibre.*

Tel doit être le cas pour la densité d'un fluide, qui doit varier continuellement de place en place. Smoluchowski a attiré l'attention sur ces inégalités spontanées et, par application de la Thermodynamique statistique, a su calculer [1], pour un volume φ qui contient par hasard n molécules alors qu'il en contiendrait n_0 si la densité était rigoureusement uniforme, la condensation accidentelle γ, égale à $\frac{n - n_0}{n_0}$

Dans un gaz, le carré moyen γ^2 de cette condensation est simplement égal à $\frac{1}{n_0}$, ce qui fait une condensation moyenne inférieure au cent-millième dans un micron cube de gaz dans les conditions normales.

Dans un fluide pur quelconque, l'expression de γ^2 se complique et devient

$$\gamma^2 = \frac{-RT}{n_0 M v_0^2} \frac{1}{\left(\frac{\partial p}{\partial v_0}\right)} = \frac{-RT}{\varphi N} \frac{1}{v_0 \frac{\partial p}{\partial v_0}},$$

v_0 désignant le volume spécifique correspondant à la répartition uniforme et $\frac{\partial p}{\partial v_0}$ se rapportant à la compressibilité à la température normale.

Quand cette compressibilité devient très grande, la condensation accidentelle devient notable. Smoluchowski a réussi à expliquer par

(1) *Académie des Sciences de Cracovie*, décembre 1907.

là un phénomène jusqu'alors mystérieux, l'*opalescence* que présentent toujours les fluides près de leur point critique, où la compressibilité devient infinie, en sorte que les condensations sont très faciles. Cette opalescence, tout à fait stable, traduit un régime permanent d'hétérogénéité : l'agitation moléculaire forme de place en place des *essaims* denses de molécules à contour diffus, qui produisent l'opalescence en diffractant latéralement la lumière.

Keesom a complété la théorie (1) en calculant l'intensité de cette lumière. Il trouve, en appliquant un théorème de diffraction dû à Rayleigh, que, pour une quantité 1 de lumière incidente ayant, dans le vide, la longueur d'onde λ, l'intensité de la lumière émise à angle droit par 1 centimètre cube de fluide d'indice μ_0 doit être

$$i = \frac{\pi^2}{18\lambda^4}(\mu_0^2 - 1)^2(\mu_0^2 + 2)^2 \varphi \gamma^2,$$

γ^2 étant le carré moyen de la condensation dans le volume φ. De là résulte immédiatement

$$i = \frac{\pi^2}{18\lambda^4}\frac{RT}{N}(\mu_0^2 - 1)^2(\mu_0^2 - 2)^2 \frac{1}{-v_0\dfrac{\partial p}{\partial v_0}},$$

formule qui fait bien comprendre la coloration bleue que prend le fluide éclairé par de la lumière blanche, en raison de la prédominance énorme dans la lumière diffractée, des couleurs de faible longueur d'onde (l'extrême violet est seize fois plus diffracté que l'extrême rouge.) Ce beau travail de Keesom donne un nouveau moyen pour atteindre N; l'expérience a été réalisée par Kamerlingh Onnes et Keesom, dans le cas de l'éthylène. La température critique absolue était $273^\circ + 11^\circ,18$; la lumière d'opalescence était déjà franchement bleue à $11^\circ,93$. A cette température, l'intensité i dans le jaune, se montre comprise entre 0,0007 et 0,0008. La compressibilité avait été déterminée par Verschaffelt. L'application de la formule donna pour N la valeur

$$75.10^{22},$$

à 15 pour 100 près peut-être, et en concordance remarquable avec les valeurs déjà obtenues.

Des considérations analogues s'appliqueront à l'*opalescence* tou-

(1) *Lab. of Leiden*, 1908, p. 1046.

jours présentée par les mélanges liquides (eau-acide phénique, par exemple) au voisinage immédiat du point critique de miscibilité complète. Mais, cette fois, au lieu d'inégalités dans la densité, nous verrons se manifester un régime permanent d'inégalités de composition chimique entre portions contiguës du fluide en équilibre.

La théorie de cette opalescence, ébauchée par Smoluchowski, a été faite par Einstein [1]. Le contrôle expérimental, qui donnerait sans doute encore N, n'a pas été réalisé jusqu'ici.

Le bleu du ciel. — Appliquons à un gaz les formules de Keesom et Smoluchowski: nous aurons sensiblement, par centimètre cube,

$$i = \frac{\pi^2}{2\lambda^4} \frac{RT}{N} \frac{1}{p} (\mu_0^2 - 1)^2,$$

car le produit $\left(-c_0 \frac{dp}{dc}\right)$ est alors égal à la pression p, et $(\mu_0^2 + 2)$ sensiblement égal à 3. C'est là une intensité très petite en raison de la petitesse de $(\mu_0^2 - 1)$. Mais la somme des effets dus à une très grande masse de gaz peut devenir notable et par là peut s'expliquer la belle lumière bleue si familière qui vous vient du ciel pendant le jour, et qui tiendrait donc, en définitive, à l'inévitable irrégularité de la distribution des molécules de l'air.

C'est, en effet, le résultat auquel était, depuis assez longtemps déjà, parvenu lord Rayleigh [2] qui avait attribué le bleu du ciel à une diffusion latérale de la lumière solaire sur les molécules de l'air.

Cette diffusion latérale nous est bien connue quand la structure granulaire du milieu traversé est grossière. C'est elle qui rend visible un rayon de soleil dans de l'air où se trouvent des poussières. Le phénomène subsiste quand les poussières deviennent de plus en plus fines (et c'est ce qui permet l'observation *ultramicroscopique*), mais la lumière opalescente diffractée vire au bleu, la lumière à courte longueur d'onde subissant donc une diffraction plus forte. De plus, la lumière ainsi éparpillée se trouve polarisée dans le plan qui passe par le rayon incident et l'œil de l'observateur.

Le même phénomène s'étendrait aux molécules mêmes de l'atmosphère et, en accord avec cette hypothèse, la lumière bleue du ciel, observée dans une direction perpendiculaire aux rayons solaires, est

---

(1) *Ann. der Physik*, t. XVI, 1910, p. 175.
(2) *Phil. Mag.*, t. XLI, 1871, p. 107, et t. XLVII, 1899, p. 375.

fortement polarisée. Il est, au reste, difficile d'admettre qu'il s'agit là d'une diffraction par des poussières proprement dites, car le *bleu du ciel* n'est guère affaibli quand on s'élève à 2000^m ou 3000^m dans l'atmosphère la plus pure, bien au-dessus de la plupart des poussières qui souillent l'air au voisinage immédiat du sol. On conçoit qu'il y ait là un moyen de compter les molécules diffractantes qui nous rendent visible une région donnée du ciel, et par suite un moyen d'obtenir N.

Lord Rayleigh, développant la théorie élastique de la lumière, a calculé le rapport qui doit exister, dans son hypothèse, entre l'intensité du rayonnement solaire direct et celle de la lumière bleue. De façon précise, supposons qu'on observe le ciel dans une direction dont la distance zénithale est α, et qui fait un angle β avec les rayons solaires; les éclairements e et E obtenus au foyer d'un objectif successivement pointé vers cette région du ciel et vers le soleil doivent être, pour chaque longueur d'onde λ, dans le rapport

$$\frac{e}{E} = \pi^3 \omega^2 M \frac{p}{g} \frac{1 + \cos^2 \beta}{\cos \alpha} \left(\frac{\mu^2 - 1}{d}\right)^2 \frac{1}{\lambda^4} \frac{1}{N},$$

ω désignant le demi-diamètre apparent du soleil, p la pression atmosphérique, g l'accélération de la pesanteur au lieu de l'observation, M la molécule-gramme d'air ($28^g,8$), et $\frac{\mu^2 - 1}{d}$ le pouvoir réfringent de l'air (Lorentz). On retrouve la même formule, après intégration, à partir de la théorie de Keesom.

La formule précédente ne tient pas compte de la lumière réfléchie par le sol. L'éclat du ciel serait doublé par un sol parfaitement réfléchissant (ce qui équivaudrait à illuminer l'air par un second soleil). Avec un sol couvert de neige ou de nuages, le pouvoir réfléchissant sera peu éloigné de 0,7 et l'éclat du ciel sera 1,7 fois celui qui serait dû au soleil seul.

Le contrôle expérimental doit être réalisé à une hauteur suffisante pour éviter les perturbations dues aux poussières (fumées, gouttelettes, etc.). De plus, il doit être spectrophotométrique.

La première indication d'un tel contrôle a été tirée par Kelvin d'anciennes comparaisons faites par Sella qui, du haut du mont Rose, avait trouvé que l'éclat du soleil pour la hauteur 40° vaut 5 millions de fois l'éclat du ciel au zénith. Cela donne, pour $N.10^{-22}$ (en tenant le compte qui paraît raisonnable de l'indétermination sur les longueurs d'onde), une valeur comprise entre 30 et 150. L'ordre de grandeur était donc grossièrement retrouvé.

MM. Bauer et Moulin ont fait construire un appareil permettant la comparaison spectrophotométrique et ont fait quelques mesures préliminaires au mont Blanc. Leurs comparaisons (pour le vert) donnent, pour N. 10^{-22}, des nombres compris entre 45 et 75 [1].

Dès maintenant, on ne peut donc guère douter que la théorie de lord Rayleigh se vérifie, et que la coloration bleue du ciel soit un des phénomènes par lesquels se traduit, à notre échelle, la structure discontinue des fluides en équilibre.

Nous allons retrouver cette discontinuité, soit dans la structure de l'électricité, soit dans la genèse ou la destruction des corps simples, soit dans l'émission ou l'absorption de la lumière, et, par chacun de ces phénomènes si différents, atteindre encore les grandeurs moléculaires.

CHARGE DE POUSSIÈRES MICROSCOPIQUES.

Les atomes d'électricité. — Je vous ai déjà rappelé comment Helmholtz, en réfléchissant aux lois de l'électrolyse, avait conclu de ces lois à l'existence d'une charge électrique indivisible, nécessairement portée un nombre entier de fois par chaque ion, et valant $\frac{29.10^{13}}{N}$ unités électrostatiques C. G. S.

Réciproquement, une mesure directe de cette charge donnerait la constante N. Cette mesure directe est devenue possible.

Townsend prouva le premier [2] que la charge élémentaire définie par l'électrolyse est aussi celle des ions produits dans les gaz par les diverses radiations ionisantes. Soit, en effet, e' la charge de l'un de ces ions, situé dans un gaz de viscosité ζ. Sous l'action d'un champ H, cet ion prendra une vitesse u telle qu'on aura

$$He' = Au,$$

le coefficient A n'ayant, d'ailleurs, probablement plus la valeur $6\pi a\zeta$ qu'il prend pour un sphérule relativement gros, mais étant constant, ce qui nous suffit.

Dès lors, refaisant les raisonnements d'Einstein, on trouverait, pour

---

(1) Une longue série de mesures vient d'être faite au mont Rose, avec le même appareil, par M. Léon Brillouin, mais le dépouillement de ces mesures n'est pas encore terminé.

(2) *Phil. Trans. Roy. Soc.* 1900, p. 129.

valeur D du coefficient de diffusion des ions de la sorte considérée,

$$D = \frac{RT}{N}\frac{1}{A}.$$

Et, multipliant membre à membre, on obtient l'équation suivante (que Townsend obtient d'ailleurs de façon toute différente)

$$Ne' = \frac{RT}{D}\frac{u}{H}.$$

Il suffisait donc, pour obtenir Ne', de connaître la mobilité $\frac{u}{H}$ des ions dans les gaz (déjà mesurée par Rutherford) et leur coefficient D de diffusion (mesure que Townsend lui-même a alors effectuée). Le résultat, tout à fait remarquable, fut que Ne' était voisin de la valeur 29.10^{13} fixée par l'électrolyse pour le produit Ne'. La charge e' d'un ion formé dans un gaz est donc égale à la charge e que porte un ion monovalent dans l'électrolyse.

L'incertitude était largement de 10 pour 100. Une vérification très intéressante et plus précise, relative aux ions dans les flammes, se tire d'expériences de Moreau (*Comptes rendus*, t. CXLVIII, 1909), sur la mobilité et la diffusion de ces ions. Elle conduit pour Ne' à la valeur $30{,}5.10^{13}$ égale à 5 pour 100 près à la valeur donnée par l'électrolyse.

Si, d'autre part, on se rappelle que, en raison de l'irrégularité du mouvement moléculaire, D peut toujours être remplacé par la moitié du quotient $\frac{\xi^2}{\tau}$ qui caractérise l'agitation de l'ion, on pourra mettre l'équation de Townsend sous la forme

$$Ne' = 2RT\frac{\tau}{\xi^2}\frac{u}{H},$$

forme sans intérêt pour les ions invisibles, mais qui devient, au contraire, la forme intéressante dans le cas de *gros ions* (poussières chargées), si l'on peut mesurer leur déplacement.

C'est précisément cette extension qui a été réalisée dans les expériences si frappantes que M. de Broglie a faites avec l'air chargé de fumée de tabac [1]. Dans son dispositif, cet air est insufflé dans une petite boîte maintenue à température constante, où convergent des rayons lumineux émanés d'une source puissante. A angle droit de ces

---

[1] *Comptes rendus* et *Radium* (1908).

rayons se trouve le microscope qui montre les globules de la fumée sous forme de points brillants qu'agite un très vif mouvement brownien. Si, alors, on fait agir un champ électrique à angle droit du microscope, on distingue aussitôt trois groupes de grains. Les uns partent dans le sens du champ et sont donc positifs; d'autres, en sens inverse et sont donc négatifs. Enfin, ceux du troisième groupe, qui continuent à s'agiter sur place, sont neutres. Ainsi étaient rendus visibles, pour la première fois, les *gros ions* des gaz.

M. de Broglie a fait de nombreuses mesures de ξ et de u pour des globules ultramicroscopiques jugés de même éclat (et, par suite, à peu près de même taille). Les moyennes faites d'après des lectures donnent pour Ne' la valeur $31{,}5.10^{13}$, c'est-à-dire toujours sensiblement le produit Ne de l'électrolyse.

Plus récemment enfin, Weiss (Prag), opérant sur des poussières métalliques obtenues par étincelle, et Fletcher, opérant sur des gouttelettes d'huile, ont perfectionné la méthode en poursuivant sur une *même particule* les mesures de ξ et de u. Cela élimine une incertitude assez forte résultant de la comparaison de gouttes sans doute un peu différentes: la valeur trouvée pour Ne' devient alors égale, à $\frac{1}{200}$ *près*, à la valeur Ne de l'électrolyse.

Le même atome d'électricité se retrouve donc en tous ces cas et cela élargit singulièrement la notion introduite par Helmholtz. Nous allons maintenant voir qu'on peut mesurer cet atome.

Équation de Harold A. Wilson. — Il faut, pour cela, pouvoir mesurer la charge d'une poussière ou gouttelette microscopique. Passant, pour abréger, sur de premiers essais de J.-J. Thomson et Townsend [1], dont l'importance historique a été grande, mais qui comportaient une grande incertitude, je veux donner tout de suite la méthode imaginée par un autre travailleur du laboratoire de J.-J. Thomson, Harold A. Wilson, méthode qui consiste à faire agir sur la particule chargée, pendant sa chute, un champ électrique opposé à la pesanteur [2]. Soient v et v' les vitesses de chute de la particule de charge e' et de poids mg, avant et après l'application de ce champ H. Sous la seule hypothèse que ces vitesses constantes sont proportionnelles

---

(1) Townsend, *Phil. Mag.*, t. XLV, 1898, p. 125. — J.-J. Thomson, *Phil. Mag.*, t. XLVI, 1898, p. 528; t. XLVIII, 1899, p. 547, et t. V, 1903, p. 346.

(2) *Phil. Mag.*, t. V, 1903, p. 429. Traduit dans *Ions, électrons et corpuscules*, t. II, p. 1[illegible].

aux forces motrices, on aura (même si la loi de Stokes est inexacte)

$$\frac{\mathrm{H}e' - mg}{mg} = \frac{v'}{v},$$

c'est l'équation de Harold A. Wilson, qu'on peut écrire

$$e' = m\frac{g}{\mathrm{H}}\frac{v + v'}{v}.$$

Si, de plus, on croit pouvoir appliquer la loi de Stokes, m sera tiré de l'équation

$$\frac{4}{3}\pi a^3(\Delta - \delta)g = 6\pi\zeta a v,$$

en sorte qu'on pourra calculer e'.

H.-A. Wilson et après lui divers physiciens appliquèrent cette méthode, non pas à une goutte unique, mais à un nuage chargé, formé par détente d'un gaz humide ionisé, admettant que les gouttelettes y sont identiques. Leurs résultats s'échelonnent entre 3.10^{-10} et 5.10^{-10} pour le nuage de gouttes monovalentes (1).

Constatation directe de la structure atomique de l'électricité. — Millikan a réussi à se débarrasser des incertitudes qui tiennent à l'emploi de moyennes en se plaçant dans le cas théoriquement traité, c'est-à-dire en observant un sphérule unique (2). Il produit par pulvérisation d'un liquide des gouttelettes microscopiques qui sont amenées par un courant d'air au voitinage d'un trou d'aiguille percé dans l'armature supérieure d'un condensateur plan horizontal. Quelques-unes passent par ce trou et, une fois entre les armatures, se trouvent illuminées latéralement et peuvent être suivies par un viseur (comme dans le dispositif de M. de Broglie) où elles apparaissent comme des étoiles brillantes sur un fond noir. Le champ électrique, de l'ordre de 4000 volts par centimètre, opposé à la pesanteur, l'emporte souvent sur celle-ci. On peut, dès lors, balancer *plusieurs heures* un même sphérule *sans le perdre de vue*, le faisant remonter sous l'action de champ, le laissant redescendre en supprimant ce champ, et ainsi de suite.

---

(1) Immédiatement différencié des autres parce qu'il est moins sensible au champ électrique.

(2) *Voir* le beau Mémoire publié dans le *Phys. Review*, t. XXXII, 1911, p. 349; les premières expériences dataient de 1909 (*Phys. Rev.*).

Comme la gouttelette n'est pas volatile, sa vitesse de chute reprend toujours la même valeur v. De même, la vitesse d'ascension a une valeur définie v'. Mais, au cours d'observations prolongées, il arrive toujours que, à un certain instant, cette vitesse d'ascension saute *brusquement* à une autre valeur v'_1 plus grande ou plus petite. La charge a donc passé, *de façon discontinue*, de la valeur e' à une autre valeur e_1. Cette variation brusque devient plus fréquente si l'on soumet à une radiation ionisante le gaz où se meut la gouttelette (on comprend, en effet, qu'un ion voisin de cette goutte soit attiré vers elle par influence et fasse varier sa charge).

Écrivons maintenant l'équation de H.-A. Wilson, avant et après le changement discontinu, et divisons membre à membre les deux équations ainsi écrites; nous trouvons

$$\frac{e'}{e'_1} = \frac{v - v'}{v + v'_1},$$

ou bien

$$\frac{e'}{v - v'} = \frac{e'_1}{v - v'_1} = \frac{e'_2}{v - v'_2} = \ldots.$$

Si donc les charges successives sont réellement des multiples entiers d'un même atome (et varient généralement par entrée ou sortie d'un seul de ces atomes), les valeurs successives de la vitesse relative $(v - v')$, proportionnelles à ces charges, seront proportionnelles à des nombres entiers (avec, en général, une seule unité de différence entre deux nombres qui se succèdent).

C'est bien ce qui a lieu, et avec une précision extraordinaire. Par exemple, pour une certaine goutte d'huile, les valeurs successives de $(v + v')$ ont été entre elles comme

2,00 ; 4,01 ; 3,01 ; 2,00 ; 1,00 ; 1,99 ; 2,98 ;

c'est-à-dire, à moins de 1 pour 100 près, comme les entiers

2 : 4 : 3 : 2 ; 1 ; 2 ; 3 .

Les exemples de ce genre peuvent être tirés en grand nombre des mesures de Millikan : *ses belles expériences démontrent donc, de façon décisive, l'existence de l'atome d'électricité* (1).

(1) Millikan fait un exposé différent, donnant tout de suite les valeurs absolues des charges, obtenues en combinant la loi de Stokes avec l'équation de H.-A. Wilson. Je pense qu'il vaut mieux mettre d'abord en évidence le résultat qui resterait rigoureux quand même ces valeurs absolues seraient seulement approximatives.

Valeur de la charge élémentaire. — Mais on ne peut encore avec la même certitude fixer, par ces expériences, la valeur de cette charge. La loi de Stokes ne peut s'appliquer sans retouche *dans les gaz*, où le libre parcours moyen L devient du même ordre de grandeur que le rayon a du sphérule en mouvement. Millikan admet que la force de frottement prend la forme

$$6\pi\zeta a v\left(1+\alpha\frac{L}{a}\right)^{-1}$$

et détermine α par la condition que toutes ses gouttes donnent la même valeur pour e, valeur qui se trouve alors $4{,}9.10^{-10}$, ce qui ferait pour N la valeur, semble-t-il, un peu faible

$$59.10^{22}.$$

Cela m'a paru pouvoir tenir, pour une part, à ce que les sphérules de Millikan sont faits d'un liquide dont la viscosité ζ' doit intervenir dans l'expression du frottement [1].

Pour éliminer cette incertitude, M. Roux a repris les mesures, dans mon laboratoire, avec des sphérules de soufre pulvérisé surfondu, pratiquement solides à la température ordinaire, et, en fait, il trouve actuellement pour N environ 67.10^{22}. Mais ses mesures sont encore peu nombreuses. Je suppose qu'on ne pourra être sûr du résultat que si l'on détermine par un second moyen la masse du sphérule [2]. A titre tout provisoire, j'admettrai que la méthode donne, pour N, la valeur

$$63.10^{22}.$$

GENÈSE ET DESTRUCTION D'ATOMES.

Rutherford a prouvé par d'admirables travaux que les rayons α des corps radioactifs sont formés d'hélium chargé positivement et projeté avec une vitesse énorme. La monatomicité de l'hélium fait supposer que ces projectiles sont des atomes. Or, on sait (Crookes) que la phosphorescence excitée par les rayons α se résout à la loupe en *scintillations* fugitives distinctes, et Crookes a supposé que chaque

---

(1) Je doit dire qu'un calcul de M. Hadamard (*Comptes rendus*, 1911), assigne à cette cause d'erreur une faible influence.

(2) C'est ce que M. Roux est en train de faire en mesurant la vitesse de chute d'*un même* sphérule dans l'air et dans un liquide (où la loi de Stokes s'applique, ce qui donne le rayon exact du grain).

scintillation marquait le point d'arrivée sur l'écran phosphorescent d'un de ces atomes d'hélium.

Regener a montré que, si cette hypothèse est exacte, elle donne un moyen tout nouveau de déterminer les grandeurs moléculaires. Il déterminait, par numération de scintillations, le nombre n de projectiles α émis en 1 seconde par une préparation mince de polonium. Puis il mesurait le courant de saturation dû aux ions produits dans l'air par ces projectiles α, courant qui, d'après des mesures antérieures de Rutherford, vaut 94 000 fois la charge Q de ces projectiles. Il avait donc la charge $\frac{Q}{n}$ de 1 atome d'hélium, qui se trouve sensiblement égale à 8.10^{-10}; l'atome projeté serait donc bivalent, et du même coup on aurait là une belle détermination directe de la charge élémentaire égale à 4.10^{-10}, ce qui est en bon accord avec les déterminations précédentes.

Mais on pouvait douter encore que les scintillations fussent bien en nombre juste égal à celui des projectiles α. Rutherford et Geiger [1] ont étendu et complété le travail de Regener, en trouvant un second moyen, extraordinairement ingénieux, pour dénombrer ces projectiles. Dans leur dispositif, les rayons α, émanés d'une couche mince de radium C, passent entre deux armatures de potentiels différents, dont l'une est reliée à un électromètre sensible. Chaque projectile laisse sur son passage une traînée d'ions qui se meuvent vers l'une ou l'autre armature. Si le champ est assez fort, chacun de ces ions acquiert assez de vitesse pour produire lui-même sur son passage des ions qui, à leur tour, en engendrent de nouveaux (*phénomène de Townsend*), en sorte qu'en définitive le passage d'un seul projectile α pourra déterminer une impulsion notable de l'électromètre. Et, en effet, en éloignant la source radioactive, et en diaphragmant son rayonnement, on voit l'action sur l'électromètre se résoudre en impulsions distinctes, qui prouvent comme les scintillations la structure granulaire du rayonnement. Les nombres obtenus par les deux procédés *concordent*. Rutherford a ainsi trouvé que 1^g de radium (en état de régime constant avec ses produits de désintégration) émet par seconde $13,6.10^{10}$ atomes d'hélium, ce qui fait quatre fois moins pour le radium seul.

Cette numération permet, de plusieurs manières, d'obtenir les grandeurs moléculaires.

---

[1] *Radium*, t. V, 1908, p. 57.

A. *Charge d'un projectile.* — D'abord, et à peu près comme faisait Regener, par détermination de la charge Q portée par ces projectiles. La charge Q se mesure au cylindre de Faraday. Rutherford a ainsi trouvé e égal à $4{,}65.10^{-10}$, ce qui ferait pour N, peut-être à 10 pour 100 près [1],

$$62.10^{22}$$

B. *Numération des atomes qui forment une masse connue d'hélium.* — Puisque nous connaissons le nombre de projectiles α émis en un certain temps, nous savons combien il y a d'atomes dans la masse d'hélium apparu pendant ce temps. Si nous déterminons cette masse, nous aurons directement la masse de l'atome d'hélium.

Il suffit, pour cela, de mesurer le volume de cet hélium à une pression et une température connues. Dewar, puis Boltwood et Rutherford, ont fait cette mesure sur le radium. 1^g de ce corps (en équilibre radioactif) dégagerait par an 156^{mm^3}, ce qui imposerait à N la valeur

$$63.10^{22}.$$

Enfin, Mme Curie vient de faire connaître les premiers résultats d'une détermination très directe sur le polonium [2].

La numération des projectiles a été faite (comme dans la célèbre série de Rutherford et Geiger), et d'après les scintillations, et d'après les impulsions électrométriques individuellement causées par ces projectiles. Mais la numération à l'électromètre a été faite par un enregistrement photographique extraordinairement soigné, où les impulsions sont largement espacées (une par minute environ) et dont la discussion ne paraît comporter aucune incertitude. Environ 5000 impulsions ont été comptées dans une première série d'expériences. La mesure du volume d'hélium après absorption de tout gaz étranger,

---

(1) Détermination reprise par Regener (1909), mais en réalité dans des conditions moins sûres : je ferai en effet observer qu'on admet implicitement que toute la charge positive reçue par le cylindre est portée par des projectiles α ; or cela n'est pas sûr : l'explosion qui lance dans un sens un projectile α, lance en sens inverse le reste α' de l'atome radioactif, qui entraîne probablement aussi avec lui une charge positive. Ces rayons α', très peu pénétrants, ne pouvaient agir dans le dispositif de Rutherford, où une feuille mince de mica sépare le corps actif et le récepteur. Mais ils ont dû agir dans celui de Regener (vide extrême, et pas de feuille mince interposée). En revanche, Regener a compté avec beaucoup de précision les scintillations. Le nombre $4{,}8.10^{-10}$ qu'il donne doit donc être trop fort.

(2) Ce choix est avantageux, parce que, vu l'absence *d'émanation* gazeuse dans l'espace qui surmonte la matière radioactive (espace où les rayons α ne sont guère arrêtés que par les parois), le nombre des projectiles qui entrent dans le verre est négligeable.

a été faite par M. Debierne. Cette première série donne pour le nombre d'Avogadro la valeur

$$N = 65.10^{22},$$

susceptible d'être un peu changée quand on aura compté plus d'impulsions, et laissé dégager un plus grand volume d'hélium.

C. *Numération des atomes qui forment une masse connue de radium.* — Le nombre des projectiles émis donne probablement aussi bien le nombre des atomes générateurs disparus que celui des atomes d'hélium apparus.

Or 1g de radium émet par seconde $3,4.10^{10}$ projectiles (Rutherford). L'atome-gramme émet donc $226,5.\ 3,4.10^{10}$ projectiles. Nous savons d'autre part (Boltwood) que la *période* (1) du radium est 2000 ans, en sorte que le nombre d'atomes disparus par seconde (sur les N atomes d'un atome-gramme) doit être $N.1,09.10^{-11}$. Cela donne N par l'équation

$$226,5.3.4.10^{10} = N.1,09.10^{-11},$$

d'où résulterait pour N la valeur

$$71.10^{22}.$$

D. *Énergie cinétique des projectiles α.* — Si, enfin, on peut mesurer l'énergie cinétique et la vitesse des projectiles α qu'on sait dénombrer, on aura la masse de l'atome d'hélium. L'énergie cinétique est peu inférieure à la chaleur dégagée par le corps radioactif. Les vitesses se déterminent à partir des déviations électrostatiques et électromagnétiques. Rutherford trouve ainsi, pour N, environ

$$62.10^{22}.$$

GRANDEURS MOLÉCULAIRES ET SPECTRE DU CORPS NOIR.

Pour établir la structure granulaire de la matière, nous avons jusqu'ici observé cette matière. Une intuition géniale de Planck permet de déterminer les éléments moléculaires, sans faire directement intervenir la matière, en étudiant la répartition de l'énergie dans le spectre d'un rayonnement isotherme.

---

(1) Temps après lequel la moitié d'une masse de radium se trouve avoir disparu par *transmutation*.

En développant l'hypothèse que la lumière est admise et absorbée par *quanta* (grains d'énergie), Planck a obtenu, pour exprimer la part d'énergie $\mathcal{E}(\lambda, T)\,d\lambda$ qui, dans chaque centimètre cube de radiation en équilibre, correspond à la bande $(\lambda, \lambda + d\lambda)$, l'équation suivante, *expérimentalement vérifiée*

$$\mathcal{E}(\lambda, T)\,d\lambda = \frac{C}{\lambda^5}\,\frac{1}{e^{\frac{C'}{\lambda T}} - 1}\,d\lambda,$$

qu'on peut écrire, remplaçant les constantes universelles C et C′ par les formes sous lesquelles elles s'introduisent dans le calcul de Planck,

$$\mathcal{E}(\lambda, T) = \frac{8\pi ch}{\lambda^5}\,\frac{1}{e^{\frac{h}{r}\frac{c}{\lambda T}} - 1},$$

où c désigne la vitesse de la lumière, r la constante universelle $\frac{R}{N}$, et h une nouvelle constante universelle (dont le produit par la fréquence représente, pour cette fréquence, l'élément indivisible de l'énergie émise ou absorbée par la matière). L'étude de la répartition d'énergie dans le spectre, donnant C et C′, permettra donc de calculer la constante N d'Avogadro [1].

Les mesures de rayonnement actuellement les plus sûres donnent

$$N = 64.10^{22},$$

avec une incertitude d'au moins 4 pour 100 en plus ou en moins.

LA CONVERGENCE DES DÉTERMINATIONS.

Parvenus au terme de cette exposition, si nous récapitulons les divers phénomènes qui nous ont livré les grandeurs moléculaires, nous seront conduits à former le Tableau suivant :

---

[1] Quand on ne détaille pas le raisonnement, il peut sembler paradoxal que la structure de la matière intervienne (par l'intermédiaire de N) en l'absence de toute matière, dans l'état d'équilibre de la radiation. Cela tient au fait que l'entropie, dans la Thermodynamique statistique, se présente comme proportionnelle au logarithme de la probabilité d'un état. Le coefficient de proportionnalité, qui doit être indépendant du système, est en particulier le même que pour un gaz, et par là s'introduit N.

Phénomènes observés.		$\frac{N}{10^{22}}$.
Viscosité des gaz (équation de Van der Waals)		62
Mouvement brownien	Répartition des grains	68,3
	Agitation de translation	68,8
	Agitation de rotation	65
	Diffusion	69
Répartition irrégulière des molécules	Opalescence critique	75
	Bleu du ciel	60
Charge de sphérules (dans un gaz)		64
Radioactivité	Charge des projectiles α	62,5
	Masse d'hélium engendré	65
	Masse du radium disparu	71
	Énergie rayonnée	60
Spectre du corps noir		64

On est saisi d'admiration devant le miracle de concordances aussi précises, à partir de phénomènes si différents. Qu'on retrouve la même grandeur, d'abord à l'intérieur de chacune des méthodes, en variant autant que possible les conditions de l'expérience, et que les nombres ainsi définis sans ambiguïté par ces diverses méthodes coïncident, cela donne à la réalité moléculaire autant de certitude qu'en peuvent avoir les principes de la Thermodynamique.

Pourtant, et si fortement que s'impose l'existence des molécules ou des atomes nous devons toujours être en état d'exprimer la réalité visible sans faire appel à des éléments encore invisibles. Et cela est, en effet, très facile. Il suffit d'éliminer la constante N entre les p équations qui nous ont servi à la déterminer pour obtenir $(p-1)$ relations où ne figurent que des propriétés sensibles, et qui expriment des connexions profondes entre des phénomènes de prime abord aussi complètement indépendants que la viscosité des gaz, le mouvement brownien, le bleu du ciel, le spectre du corps noir ou la radioactivité.

Par exemple, éliminant les éléments moléculaires entre l'équation de diffusion des granules d'une émulsion et l'équation du rayonnement noir on trouvera

$$\mathcal{E}(\lambda, T) = \frac{8\pi ch}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{ch}{\lambda T}\frac{6\pi a \zeta D}{\theta}} - 1}.$$

D étant le coefficient de diffusion de sphérules de rayon a dans un fluide de viscosité ζ et de température θ. De sorte qu'on peut contrôler par des mesures spectrophotométriques des pointés relatifs à des émulsions.

Mais, sous prétexte de rigueur, nous n'aurons pas la maladresse de chasser ainsi de nos équations les grandeurs élémentaires qui nous ont permis de les obtenir. Ce ne serait pas enlever des échafaudages devenus inutiles à l'édifice terminé, ce serait masquer les piliers qui en font l'ossature et la beauté.

Jean Perrin.

LES GRAINS D'ÉLECTRICITÉ

ET LA

DYNAMIQUE ÉLECTROMAGNÉTIQUE,

PAR M. PAUL LANGEVIN.

Je me propose de vous rappeler ce soir quels progrès ont été réalisés depuis quinze ans dans la compréhension des phénomènes électromagnétiques et optiques, grâce à la découverte de la structure corpusculaire de l'électricité. Nous venons de traverser une période extraordinairement féconde de l'histoire de la Physique, et le moment est d'autant mieux choisi pour en donner une vue d'ensemble que nous serons contraints d'apporter bientôt des modifications profondes à nos conceptions actuelles. Mais si les idées doivent évoluer constamment pour vivre et s'adapter aux faits, les liaisons remarquables que la théorie, sous sa forme actuelle, a permis de découvrir entre des phénomènes entièrement distincts au premier abord ne disparaîtront pas, et constitueront sa contribution durable au progrès de notre science.

L'histoire des théories électriques jusqu'à la fin du XIXe siècle comprend deux grandes périodes. Dans la première, que le nom de Coulomb peut servir à caractériser, la notion essentielle est celle des charges électriques agissant à distance les unes sur les autres et jouant un rôle analogue à celui des masses dans la théorie de la gravitation.

La seconde période commence avec Faraday, qui refusa d'admettre la possibilité d'actions immédiates à distance et ramena l'attention sur le milieu à travers lequel ces actions se transmettent. C'est l'état

de ce milieu autour d'un corps électrisé qui détermine les forces subies par celui-ci, et la notion fondamentale devient celle de l'intensité du champ, d'une grandeur dirigée qui caractérise l'état du milieu en chaque point, ou plutôt, sous la forme primitive de Faraday, celle de lignes ou de tubes de force tendus à travers le milieu et s'attachant sur les corps électrisés. Faraday représente les phénomènes électriques, et, en particulier, les propriétés des diélectriques matériels, par l'existence de tubes de force portant à leurs deux extrémités des charges électriques égales et de signes contraires sur lesquelles ils tirent avec une force variable d'ailleurs avec la nature du milieu isolant qu'ils traversent et que leur présence modifie.

La charge électrique n'apparaît plus ici que comme une notion secondaire : la quantité d'électricité portée par un corps est déterminée par le nombre des tubes de force qui viennent s'y attacher.

La traduction mathématique faite par Maxwell des idées de Faraday remplace la notion vague de nombre des tubes de force par celle, plus précise, du flux d'induction à travers une surface, l'induction étant une grandeur dirigée proportionnelle au champ avec un coefficient variable selon la nature du milieu. La charge électrique présente à l'intérieur d'une surface fermée n'a d'autre définition, dans la théorie de Maxwell, que celle, toute mathématique, d'une grandeur proportionnelle au flux d'induction qui sort de cette surface.

L'idée de fluide électrique donnait, au contraire, à la notion de charge une réalité plus concrète. Son abandon, par les physiciens de la seconde moitié du XIXe siècle, correspond aux tendances générales de la période énergétique, tendances justifiées par l'échec de la théorie des fluides calorifique et lumineux.

Mais si la chaleur ne se conserve pas, il n'en est pas de même de l'électricité; la défiance générale contre les fluides était injustifiée et les progrès récents dont je vais vous entretenir ont résulté d'un retour vers les idées anciennes.

Néanmoins, ce retour a été fécondé par toute l'œuvre interposée de Faraday, de Maxwell et de Hertz qui nous ont appris comment les actions électriques se transmettent, non plus instantanément comme l'admettait implicitement Coulomb, mais avec une vitesse égale à celle de la lumière. Ce retour a été provoqué par la découverte d'une structure granulaire de la charge électrique, par la mise en évidence et par l'isolement d'un atome d'électricité toujours et partout identique à lui-même. La notion de charge a retrouvé ainsi le caractère de réalité physique qu'elle avait perdu.

I. — LES FAITS EXPÉRIMENTAUX.

Les lois de l'électrolyse. — On s'est trouvé conduit à la découverte du grain d'électricité par toute une série de faits expérimentaux. Tout d'abord, Helmholtz a été le premier à faire remarquer que les lois si simples de l'électrolyse telles que Faraday les avait énoncées impliquent la structure atomique des charges électriques dès qu'on admet la structure atomique de la matière.

Ces lois peuvent, en effet, s'énoncer sous la forme suivante : tous les atomes ou radicaux monovalents transportent, dans l'électrolyse, une même charge électrique en valeur absolue; les atomes ou radicaux divalents, trivalents, etc., transportent une charge double, triple, etc. La quantité d'électricité qui traverse un électrolyte est donc constituée par des éléments tous égaux entre eux, indépendants de la nature chimique de leur support matériel. Chaque grain de matière, dans l'électrolyse, porte toujours un nombre entier, égal à sa valence, de grains d'électricité positifs ou négatifs.

Un atome-gramme d'un ion monovalent étant toujours lié dans l'électrolyse à 96 540 coulombs, la connaissance du nombre des atomes dans un atome-gramme, ou nombre d'Avogadro N, permet de calculer la charge e du grain d'électricité dans l'électrolyse, ou charge atomique, par la relation, écrite dans le système électrostatique C. G. S. d'unités :

$$Ne = 96\,540 \times 3 \times 10^9. \tag{1}$$

Des méthodes variées et de plus en plus précises permettent aujourd'hui de mesurer N : la structure de la matière se manifeste de toutes parts et fournit autant de moyens pour atteindre la grandeur et le nombre des atomes. En admettant pour N la valeur $68{,}5 \times 10^{22}$ de M. Perrin, on obtient

$$e = 4{,}2 \times 10^{-10}$$

en unités électrostatiques C. G. S. Les autres procédés employés pour obtenir N conduisent tous pour e à des valeurs comprises entre 4 et 5×10^{-10}.

Les gaz conducteurs. — Les recherches sur la conductibilité des gaz, rendues possibles et précises par la découverte des rayons de Röntgen et de la radioactivité, ont permis d'isoler et d'atteindre individuellement les atomes d'électricité prévus par Helmholtz, et de montrer qu'en toutes circonstances l'élément structural des charges élec-

triques positives ou négatives est égal en valeur absolue à la charge e portée par un atome ou ion monovalent dans l'électrolyse.

Les gaz traversés par les rayonnements nouvellement découverts acquièrent, en effet, une conductibilité due à la production, par le rayonnement, de centres électrisés ou ions positifs et négatifs, mobiles dans le gaz sous l'action d'un champ.

L'existence de ces ions est mise en évidence de manière frappante par les phénomènes de condensation auxquels donnent lieu les gaz conducteurs : la conductibilité acquise par le gaz le rend capable de condenser plus facilement qu'auparavant la vapeur d'eau sursaturante et la condensation se produit dans ce cas sous forme de gouttes électrisées dont il est possible de mesurer la charge individuelle.

En comparant les vitesses de chute de ces gouttes sous l'action de la pesanteur seule et en présence d'un champ électrique vertical d'intensité connue, on peut calculer la charge de chacune d'elles. Introduite par Townsend et perfectionnée successivement par J.-J. Thomson, H.-A. Wilson et Millikan, cette méthode aboutit à une démonstration directe de la structure discontinue des charges électriques dans le gaz conducteur. Non seulement la plus petite charge observée sur une goutte est toujours la même et exactement conforme aux prévisions tirées des lois de l'électrolyse (comprise entre 4 et 5×10^{-10} unités électrostatiques C. G. S.), mais encore on a pu voir directement la charge d'une même goutte varier de manière discontinue et toujours par multiples entiers et petits de la valeur précédente. Je n'insisterai pas davantage sur ces belles expériences, que M. Perrin vous a indiquées il y a huit jours. Nous concluons ainsi à l'existence certaine du grain d'électricité et, de plus, à son identité dans les électrolytes et dans les gaz conducteurs. La démonstration précédente de cette identité fait intervenir la connaissance du nombre d'Avogadro N nécessaire pour calculer e par la relation (1).

Cette identité peut être établie de manière directe et sans supposer connu le nombre d'Avogadro grâce à une remarque ingénieuse due à M. Townsend.

Il suffit, en effet, pour obtenir le rapport entre la charge du grain d'électricité dans les gaz conducteurs et la charge atomique dans les électrolytes, de comparer la mobilité des ions présents dans le gaz à leur coefficient de diffusion, c'est-à-dire de comparer la vitesse avec laquelle les charges mobiles dans le gaz conducteur se déplacent sous l'action d'un champ électrique à la vitesse avec laquelle ces charges

diffusent spontanément, en vertu de l'agitation thermique, des régions conductrices vers celles qui ne le sont pas.

La théorie cinétique prévoit et l'expérience vérifie que, en présence d'un champ électrique, les ions d'un signe déterminé se déplacent dans le gaz avec une vitesse proportionnelle au champ. Le coefficient de proportionnalité, ou mobilité des ions considérés, varie évidemment, toutes choses égales d'ailleurs, comme la charge e' portée par un ion, c'est-à-dire comme la force qui sollicite l'ion dans un champ donné.

D'autre part, le coefficient de diffusion est déterminé par l'agitation thermique, par l'énergie cinétique moyenne w d'un ion, égale d'après la théorie cinétique à celle d'une molécule quelconque à la même température.

Le quotient de la mobilité par le coefficient de diffusion, déterminé expérimentalement, permet donc de calculer le rapport $\frac{e'}{w}$. On sait, d'ailleurs, que la théorie cinétique attribue la pression exercée par les gaz à l'agitation thermique de leurs molécules et la montre proportionnelle au produit du nombre des molécules par l'énergie cinétique moyenne de chacune d'elles. L'équation des gaz parfaits pour une molécule-gramme peut se mettre sous la forme

$$pv = RT = \frac{2}{3} N w.$$

Connaissant $\frac{e'}{w}$ on peut déduire de là le produit Ne' du nombre d'Avogadro par la charge d'un ion dans le gaz conducteur et la valeur obtenue se confond, dans tous les cas bien étudiés jusqu'ici, avec celle du produit Ne du nombre d'Avogadro par la charge atomique. Le grain d'électricité est donc le même dans les gaz conducteurs et dans les électrolytes.

La démonstration qui vient d'être donnée de cette identité est importante en ce qu'elle permet, dans la relation (1), de remplacer la charge atomique e par la charge e' d'un ion telle que la donnent les mesures directes effectuées sur les gouttes, et d'obtenir ainsi l'une des meilleures méthodes pour la détermination du nombre d'Avogadro N.

Les émissions de particules électrisées. — Enfin, l'étude des circonstances multiples dans lesquelles la matière donne lieu à des émissions de charges électriques a permis de mettre en évidence partout cette même structure, le même grain, le même élément de charge que dans les deux cas précédents.

Tout d'abord, on sait que, sous diverses influences, soit dans la

décharge disruptive, soit sous l'action d'une radiation lumineuse ou ultraviolette ou d'une élévation de température, les métaux peuvent émettre des charges négatives sous forme de rayons cathodiques. Lorsque ces émissions arrivent dans un gaz qu'elles chargent négativement, celui-ci prend, comme sous l'action des rayons de Röntgen, la propriété de condenser facilement la vapeur d'eau et l'expérience donne, pour la charge d'une goutte, toujours un multiple entier simple du même élément. La méthode de M. Townsend, appliquée aux gaz chargés négativement par des rayons cathodiques, montre encore que ces rayons sont formés de particules de charge égale à celle d'un ion négatif monovalent dans l'électrolyse.

Nous verrons plus loin comment l'application aux rayons cathodiques des lois générales de l'électromagnétisme a permis d'évaluer non seulement la charge, mais encore la masse de ces particules. Elles sont, par leur masse, incomparablement plus petites que les atomes et toujours identiques à elles-mêmes, quelle que soit leur origine : nous les appellerons *corpuscules* ou *électrons négatifs*.

Ces corpuscules cathodiques nous apparaissent comme un des constituants essentiels communs à tous les atomes matériels : non seulement il est possible d'en faire sortir de toute matière dans des circonstances très variées et en particulier par décharge disruptive ou par incandescence, mais encore l'étude du rayonnement émis par la matière vient confirmer, sans qu'il soit besoin de les en faire sortir, la présence des corpuscules cathodiques comme constituants de tous les atomes matériels.

La méthode de numération directe des particules α émises par les corps radioactifs, méthode toute différente de celles qui précèdent et en quelque sorte complémentaire puisqu'elle atteint directement N au lieu d'atteindre e, conduit à ce résultat que les particules positives dont se composent les rayons α portent chacune une charge double de la charge atomique. D'autre part, l'application des mesures électromagnétiques permettant de calculer leur masse les montre identiques à des atomes d'hélium chargés positivement, sans doute parce qu'ils ont perdu deux des électrons négatifs qui font partie de leur structure normale.

II. — LA THÉORIE ÉLECTROMAGNÉTIQUE.

Ces recherches expérimentales, importantes par elles-mêmes, ont pris une signification plus importante encore, grâce au développement

simultané de la théorie électromagnétique. Je me propose, dans ce qui va suivre, de montrer comment et dans quelles limites cette théorie permet de relier et de comprendre un nombre immense de faits ; j'insisterai principalement sur ceux qui nous permettent d'obtenir, par comparaison de l'expérience avec la théorie, des indications nouvelles sur les centres électrisés présents dans la matière et la démonstration de l'universalité de cette présence.

A la base de cette théorie se trouvent les propriétés de l'éther telles que Maxwell et Hertz les ont établies en poursuivant le développement des idées de Faraday sur la transmission des actions électromagnétiques à distance.

Après que Faraday eut appelé l'attention sur le rôle essentiel joué par le milieu, Maxwell, en poursuivant l'analyse, fut conduit à prévoir que les actions électromagnétiques devaient se transmettre avec la vitesse de la lumière et Hertz en put donner la vérification expérimentale. Ce fut le point de départ de la théorie électromagnétique de la umière, établie aujourd'hui sans aucun doute possible.

Mais des difficultés subsistaient, surtout en ce qui concerne la différence entre les milieux matériels et le vide. Les lois relatives au vide, à l'éther, étaient simples : toujours identique à lui-même, ce milieu était caractérisé par une seule vitesse de propagation V égale à $300\,000^{km}$ par seconde. Les propriétés de la matière se montraient beaucoup plus complexes : dans le cas le plus simple, celui des milieux isolants et, par là même, transparents, non seulement ces milieux différaient les uns des autres et du vide, mais encore dans chacun d'eux, la vitesse de propagation était mal définie. Dans un même milieu, cette vitesse variait avec la nature de la perturbation, avec la fréquence, s'il s'agissait d'une onde périodique ; la théorie de Maxwell était impuissante à expliquer cette dispersion qui constituait une différence essentielle entre la matière et l'éther.

Ces difficultés, et aussi le désir de rendre compte des phénomènes électriques et optiques dans les corps en mouvement, avaient conduit Lorentz à développer les conséquences de cette idée qu'un même milieu, l'éther, est présent partout, dans le vide interstellaire comme à l'intérieur des atomes, et que les milieux matériels doivent leurs propriétés électromagnétiques à ce qu'ils renferment des particules électrisées distinctes séparées par l'éther et mobiles par rapport à lui.

La fécondité de cette hypothèse fut remarquable, non seulement dans le domaine de l'optique et de la chaleur rayonnante, mais encore dans celui des faits purement électriques et magnétiques.

La théorie de Lorentz est ainsi le prolongement naturel des résultats donnés par Mawxell et par Hertz. Elle les conserve seulement sous leur forme la plus simple, celle qui concerne l'éther; mais l'introduction du grain d'électricié dans la théorie de Maxwell est venue la féconder à la façon d'un germe et y a fait lever une abondante moisson de conséquences nouvelles.

Je rappellerai d'abord en quoi consistent les lois fondamentales établies pour l'éther par Maxwell et par Hertz, puis nous verrons quelles propriétés électromagnétiques en résultent pour les centres électrisés et pour la matière qui les contient.

Les propriétés de l'éther. — L'éther sera pour nous un milieu continu et homogène en chaque point duquel peuvent se superposer deux modifications caractérisées respectivement par deux grandeurs dirigées, le champ électrique h et le champ magnétique H, ou, ce qui revient au même, par les inductions correspondantes, l'induction électrique $K_0 h$ et l'induction magnétique $\mu_0 H$, K_0 et μ_0 étant deux constantes, pouvoir inducteur spécifique et perméabilité du vide, dont les valeurs numériques dépendent du choix des unités. Chacune des deux modifications électrique et magnétique implique une localisation d'énergie dans le milieu avec une densité proportionnelle au carré du champ correspondant; il y a en chaque point de l'éther, par unité de volume, superposition d'une énergie électrique $\frac{K_0 h^2}{8\pi}$ et d'une énergie magnétique $\frac{\mu_0 H^2}{8\pi}$.

Chacun des deux champs peut varier d'un point à l'autre et en un même point d'un moment à l'autre.

La matière se composera pour nous de régions de l'espace occupées par les atomes, dans lesquelles peuvent exister comme dans le vide des champs et des énergies électriques et magnétiques, mais où se trouvent en même temps des charges électriques sous forme de grains mobiles par rapport à l'éther, de très petite étendue pour les grains négatifs ou corpuscules et de dimensions moins bien connues pour les positifs.

Le champ magnétique ou son induction sont distribués de telle manière que toujours et partout leur flux sortant d'une surface fermée quelconque est nul : ceci correspond à l'absence complète de fluides magnétiques, dans le vide comme dans la matière. Le champ magnétique est toujours distribué en lignes de force fermées sur elles-mêmes, qui ne partent de nulle part et n'aboutissent nulle part.

Le champ électrique ou son induction satisfont à la même condition

de flux nul dans le vide, pour toute surface fermée ne contenant pas de matière à son intérieur : il n'y a pas de charges électriques dans le vide. Mais la matière contient des charges électriques lorsque le flux d'induction électrique, sortant d'une surface fermée entourant une portion de matière, a une valeur déterminée proportionnelle à la charge intérieure. Des lignes de force électriques partent des régions chargées positivement et aboutissent sur les régions négatives.

Les lois établies par Maxwell et par Hertz expriment une double dépendance mutuelle entre les deux champs ou plutôt entre leurs variations dans l'espace et dans le temps. On peut les résumer qualitativement sous la forme suivante : *Toute variation dans le temps de l'un des deux champs en un point de l'éther donne naissance à l'autre*; le champ ainsi créé est distribué en lignes de force qui tournent autour de la direction dans laquelle varie le premier.

Sous forme plus précise, nous avons tout d'abord la loi qui correspond aux phénomènes d'induction et suivant laquelle toute variation du champ magnétique produit une force électromotrice, c'est-à-dire donne naissance à un champ électrique.

Si l'on suppose tracé un contour fermé quelconque dans l'espace où se produit la variation du champ magnétique en fonction du temps, le travail du champ électrique le long de ce contour, ou force électromotrice, est égal à la variation par unité de temps du flux d'induction magnétique à travers toute surface limitée à ce contour.

Maxwell eut l'intuition géniale qu'une loi exactement corrélative de la précédente exige et régit la production d'un champ magnétique par variation du champ électrique dans le vide. C'est la loi dite du *courant de déplacement* de Maxwell qui s'énonce ainsi : Toute variation dans le temps du champ électrique produit un champ magnétique dont le travail le long d'un contour fermé quelconque, ou force magnétomotrice le long de ce contour, est égal à la variation par unité de temps du flux d'induction électrique à travers toute surface tracée dans le vide et s'appuyant sur ce contour.

Ces deux relations corrélatives impliquent, comme l'a montré Maxwell, que toute perturbation électromagnétique se propage dans toutes les directions avec une vitesse déterminée V dans le vide. On conçoit aisément que cette propagation résulte de la génération mutuelle des deux champs qui se produit de proche en proche.

La vitesse V de cette propagation fait intervenir, en vertu des deux énoncés précédents qui régissent la génération mutuelle, les deux

coefficients K_0 et μ_0 par la relation

$$V = \frac{1}{\sqrt{K_0 \mu_0}}.$$

Cette expression est égale, d'ailleurs, au rapport des unités électromagnétique et électrostatique de quantité d'électricité, que la comparaison expérimentale de ces unités montre égale à la *vitesse de la lumière.*

Il résulte de la combinaison de nos deux relations qu'une perturbation électromagnétique se propageant librement loin de toute matière dans une direction déterminée, avec la vitesse de la lumière, correspond à la production dans le milieu où elle passe d'un champ électrique et d'un champ magnétique perpendiculaires l'un à l'autre et perpendiculaires tous deux à la direction de propagation, c'est-à-dire transversaux par rapport à celle-ci. De plus, ces deux champs ont des intensités telles qu'ils représentent tous deux, au même point, la même énergie par unité de volume.

Cette transversalité des ondes électromagnétiques explique immédiatement la transversalité des ondes lumineuses dont la découverte restera l'un des plus beaux titres de gloire de Fresnel. Le développement ultérieur de la théorie de Maxwell a permis de traduire en langage électromagnétique toute l'œuvre de Fresnel, de la compléter et de supprimer les obscurités qui pouvaient y rester.

Mais la théorie de Maxwell sous sa forme primitive, en dehors du fait déjà signalé qu'elle ne rend pas compte de la dispersion ni des lois de la propagation dans les corps en mouvement, était obligée de se limiter, comme l'œuvre de Fresnel elle-même, à l'étude de la propagation des ondes et laissait dans l'ombre la manière dont les ondes sont émises ou absorbées. Elle sait seulement que la matière est nécessaire pour cette émission et cette absorption, pour produire ou faire disparaître les ondes que l'éther transmet.

De manière plus générale, la théorie de Maxwell ne nous renseigne pas sur le lien qui unit la matière à l'éther, et cette ignorance y est fondamentale. Elle commence avec les phénomènes statiques : nous voyons bien le champ créé par un corps électrisé autour de lui dans l'éther; nous voyons les lignes de force qui partent de ce corps ou y aboutissent suivant le signe de sa charge. Mais nous ne savons rien, dans cette théorie, sur les points d'attache, sur les extrémités par lesquelles ces lignes de force sont liées à la matière.

De même, pour les courants, nous voyons les lignes de force du

champ magnétique entourer un conducteur où passe le courant, nous voyons avec Poynting le flux d'énergie circuler dans le vide ou dans l'isolant autour du conducteur parallèlement au courant, une partie de ce flux se perdre dans le conducteur lui-même en chaleur de Joule, mais nous ignorons tout dans cette conception des effets mystérieux dont le conducteur est le siège.

Enfin, dans le cas des ondes hertziennes ou lumineuses, nous ignorons pourquoi elles se propagent autrement dans les milieux matériels que dans le vide; pourquoi la matière les disperse, et surtout nous ignorons totalement pourquoi la matière est nécessaire à la production ou à la destruction de ces ondes, ce qui se passe à leur naissance et à leur mort.

Le lien qui manquait ainsi entre la matière et l'éther, Lorentz et Larmor ont cherché à l'introduire avec l'électron ou l'atome d'électricité.

Lorentz surtout a poursuivi les conséquences de la présence dans toute matière de ces grains d'électricité en repos ou en mouvement dans l'éther immobile.

On obtient ainsi, en appliquant à l'éther où sont plongés ces grains les lois antérieurement établies par Maxwell, une synthèse admirable d'un grand nombre de phénomènes électromagnétiques et optiques. La comparaison avec les faits va nous montrer que les grains imaginés par Lorentz sont identiques à ceux que la voie purement expérimentale rappelée au début a permis d'observer et de mesurer individuellement.

Les phénomènes statiques. — L'étude des émissions de charges électriques par la matière montre qu'il est possible d'extraire de celle-ci des *électrons* négatifs plus petits que les atomes, mais que les centres positifs sont toujours de l'ordre de grandeur des atomes ou des molécules. Il est donc vraisemblable que les édifices atomiques ou moléculaires ne peuvent s'électriser que par échange d'électrons négatifs, positivement quand l'édifice a perdu, et négativement quand il porte en excès quelques-uns de ces électrons, en nombre généralement très petit et égal à la valence de l'*ion* positif ou négatif ainsi constitué.

Nous sommes ainsi conduits à admettre que les atomes, à l'état normal électriquement neutre, contiennent un nombre déterminé de corpuscules cathodiques. L'étude de l'absorption des rayons de Röntgen pénétrants donne des raisons de penser que ce nombre est proportionnel ou peut-être même égal à la masse atomique correspondante,

celle de l'atome d'hydrogène étant prise comme unité. Un fragment de matière est électrisé positivement quand il a émis quelques-uns des électrons qu'il contient à l'état normal et négativement quand il a reçu quelques électrons supplémentaires.

Nous ignorons actuellement quelle peut être la structure des charges positives intérieures à l'atome : nous savons seulement que chaque atome en contient une quantité équivalente à la charge totale des électrons négatifs qu'il renferme à l'état normal, c'est-à-dire un multiple entier de la charge atomique.

Autrement dit, les lignes de force électriques présentes dans l'éther se terminent sur des électrons négatifs qui peuvent être libres ou engagés dans l'édifice atomique; ces lignes de force partent des régions positives mal connues intérieures aux atomes. Tant que tous les atomes sont électriquement neutres, que chacun renferme son nombre normal d'électrons, chaque ligne de force reste limitée à l'atome qui contient ses deux extrémités. Si un électron quitte son édifice atomique, il tend dans l'espace intermédiaire les lignes de force dont il porte l'extrémité et qui partent de l'atome chargé positivement pour aboutir à distance sur l'électron ou les électrons négatifs perdus par l'atome, que ces électrons soient libres ou engagés dans un autre édifice atomique où ils sont en excès et qui se trouve ainsi chargé négativement.

Chaque particule chargée, électron ou ion, est ainsi entourée d'une chevelure de lignes de force électriques tendues dans le milieu environnant et grâce auxquelles elle exerce et subit des actions électriques à distance. Ces lignes de force ont leur autre extrémité dans une région matérielle plus ou moins éloignée et chargée du signe opposé à celui de la particule.

Le flux d'induction électrique sortant d'une surface fermée tracée autour de la particule, ou flux correspondant à sa chevelure de lignes de force, a une valeur déterminée. Si la particule est un électron, ce flux est négatif et a la valeur qui correspond à la charge atomique. Si la particule est un ion, atome ou édifice moléculaire, ce flux est positif ou négatif et correspond à un multiple entier de la charge atomique.

Une particule électrisée, isolée au repos, a sa chevelure disposée radialement et produit autour d'elle un champ électrique déterminé par la loi de Coulomb, diminuant en raison inverse du carré de la distance. Elle ne produit aucun champ magnétique.

Si la particule est placée dans un champ électrique extérieur h, la superposition de sa chevelure à ce champ donne naissance à une

force égale au produit de sa charge e par l'intensité du champ extérieur et dirigée comme celui-ci, avec un sens variable selon le signe de la charge. C'est la *force électrique he.*

Une portion de matière est soumise à l'action d'un champ électrique extérieur h soit lorsqu'elle est placée au voisinage de corps électrisés produisant autour d'eux un champ électrostatique, soit lorsqu'elle est traversée par un rayonnement, par une perturbation se propageant librement dans laquelle le champ électrique h résulte, par induction, des variations de champ magnétique pendant la propagation.

Dans un cas comme dans l'autre, les forces électriques exercées par ce champ, d'origine extérieure, tendent à communiquer un mouvement d'ensemble dans un sens aux particules positives et un mouvement d'ensemble en sens opposé aux particules négatives présentes dans la portion de matière.

Des effets analogues peuvent être dus à d'autres actions que celle d'un champ électrique : nous verrons que le mouvement de la matière dans un champ magnétique donne lieu, sur les particules électrisées qu'elle contient et emporte avec elle, à des forces électromagnétiques auxquelles sont dues les forces électromotrices induites par mouvement de la matière dans un champ magnétique. Ces forces s'ajoutent, lorsque ce champ magnétique est lui-même variable, aux forces produites par le champ électrique résultant de cette variation. De là, une double origine des phénomènes d'induction, par variation d'un champ magnétique et par mouvement de matière dans un champ constant.

Les centres électrisés, électrons ou ions, sont également soumis à des actions de la part des atomes voisins, forces de cohésion ou d'autre nature. Si la matière est homogène autour d'une région déterminée, il ne résulte de ces actions aucune tendance à un mouvement d'ensemble des centres présents dans la région considérée. Il en est autrement si la structure de la matière est hétérogène, par exemple au voisinage de la surface de séparation de deux milieux différents. D'où la production, indépendamment de tout champ électrique, de forces électromotrices d'hétérogénéité.

Enfin, dans les conducteurs où existent des centres électrisés libres de se déplacer à travers la matière, il apparaît un type particulier de forces électromotrices d'hétérogénéité dû à l'agitation thermique et qui joue un rôle essentiel dans la théorie des piles hydro-électriques ou thermo-électriques. On doit supposer, conformément aux conceptions fondamentales de la théorie cinétique, que les centres libres s'agitent, pour une température donnée du milieu, avec

une énergie cinétique moyenne égale à celle d'une molécule gazeuse à la même température ; si les centres d'une espèce déterminée ne sont pas distribués uniformément dans le milieu, cette agitation tend à établir l'uniformité, c'est-à-dire à produire un déplacement d'ensemble des particules considérées des régions où elles sont plus nombreuses vers celles où elles le sont moins. Les différences de concentration en particules électrisées libres donnent donc lieu à une tendance à la diffusion et par suite à une force électromotrice puisque les particules considérées emportent leurs charges en se diffusant. Cette remarque est à la base de la théorie des piles de M. Nernst.

Les diverses actions que je viens d'énumérer peuvent se superposer dans une même portion de matière en s'équilibrant ou non mutuellement.

L'effet qu'elles produisent varie selon qu'elles s'exercent sur des particules liées chacune à une position d'équilibre ou sur des particules libres de circuler à travers la matière, soit entre les molécules, soit même à travers elles, s'il s'agit d'électrons.

On doit supposer que les isolants contiennent exclusivement des particules liées : électrons liés aux atomes qui les renferment ou ions liés à la molécule. Une particule liée peut seulement osciller autour d'une position d'équilibre. Celle-ci change naturellement avec les actions extérieures qui s'exercent sur la particule. La présence d'un champ électrique, par exemple, a pour effet de déplacer dans un sens les positions moyennes des particules positives et en sens opposé celles des particules négatives. Il y a par suite *polarisation* de la substance isolante sous l'action d'un champ électrique ou de toute autre action tendant à produire un déplacement d'ensemble des centres électrisés.

Cette polarisation suffit pour expliquer les propriétés électrostatiques des isolants matériels et la variabilité, d'un milieu à l'autre, du pouvoir inducteur spécifique de Faraday.

La conductibilité est due à la présence de centres électrisés libres, électrons dans les conducteurs métalliques et ions dans les électrolytes ou dans les gaz.

L'étude des émissions cathodiques par les métaux soumis à diverses influences montre que tous les conducteurs métalliques contiennent les mêmes électrons négatifs ou corpuscules cathodiques libres de passer d'un atome à l'autre, indépendamment de ceux qui peuvent rester liés aux édifices atomiques. L'échange d'électrons libres entre deux conducteurs métalliques en contact ne se traduit par aucune

modification de ceux-ci, par aucun changement de nature chimique, puisque ces électrons sont les mêmes dans tous les métaux, puisqu'ils n'ont pas d'individualité chimique.

Dans les électrolytes, au contraire, généralement fluides, il existe des ions libres, atomes ou molécules électrisés mobiles : leur déplacement dans le milieu correspond à une circulation d'électricité accompagnée d'un transport de matière douée d'individualité chimique, d'où l'électrolyse.

Il ne peut y avoir équilibre électrique dans un conducteur métallique ou électrolytique s'il n'y a pas en tout point du conducteur compensation mutuelle entre les diverses actions qui tendent à produire un mouvement d'ensemble des centres électrisés, et ceci pour chaque espèce de centres libres. Si cet équilibre est réalisé, les particules possèdent uniquement un mouvement désordonné d'agitation thermique sans mouvement d'ensemble.

Dans un conducteur homogène et en repos, la condition d'équilibre se réduit à l'absence de champ électrique en tout point intérieur : la surface seule dans ces conditions peut porter des charges, c'est-à-dire un excès ou un défaut d'électrons ou d'ions d'un signe par rapport à ceux de l'autre.

Il est, d'ailleurs, facile de comprendre pourquoi le champ qui subsiste dans cette couche superficielle ne réussit pas, malgré sa tendance, à faire sortir du conducteur les centres électrisés en excès. D'autres actions, cohésion entre atomes ou attraction d'un électron pour les atomes voisins, s'opposent au passage des centres libres du conducteur dans le vide ou dans l'isolant matériel.

Si, cependant, l'agitation thermique à haute température ou l'intervention extérieure d'un rayonnement viennent augmenter suffisamment la force vive d'un électron ou d'un ion pour lui permettre de franchir l'obstacle superficiel, le conducteur émet autour de lui des centres électrisés en se déchargeant ou en se chargeant du signe opposé à celui des centres qu'il émet le plus abondamment.

Ce schéma correspond aux phénomènes d'Edison et de Hertz, aux émissions de charges par les conducteurs chauffés ou éclairés. De tels phénomènes, qui permettent d'extraire les électrons ou les ions libres des conducteurs et de les étudier individuellement, sont venus apporter aux conceptions précédentes une éclatante confirmation.

Si l'équilibre n'existe pas entre les diverses actions qui tendent à déplacer chaque espèce de centres électrisés libres, il se produit un mouvement d'ensemble des centres ; il y a courant de conduction.

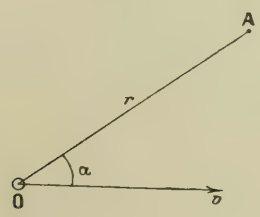
Si la distribution des actions motrices à l'intérieur du conducteur est telle que ces actions dérivent d'un potentiel et peuvent par conséquent être équilibrées par un champ électrostatique, le courant de conduction produit une accumulation de charges, puis s'arrête lorsqu'il résulte de cette accumulation un champ statique équilibrant en chaque point les actions motrices.

Si ces actions ne dérivent pas d'un potentiel ou si elles varient avec le temps, le courant se prolonge, continu ou variable selon les circonstances. Il en résulte des propriétés nouvelles que nous allons examiner maintenant.

Le centre électrisé en mouvement. — Tant qu'un centre électrisé reste immobile par rapport à l'éther, le champ électrique qui l'entoure reste invariable en tout point du milieu et, par conséquent, aucun champ magnétique n'est produit.

Si, au contraire, un centre électrisé O de charge e est en mouvement (nous supposerons tout d'abord ce mouvement rectiligne et uniforme), le champ électrique qu'il produit en un point fixe du milieu tel que A varie avec le temps, augmente quand le centre électrisé s'approche, passe par un maximum quand le centre passe par le pied de la perpendiculaire abaissée du point A sur la trajectoire, puis diminue quand le centre s'éloigne. En même temps, sa direction change puisqu'elle est déterminée à chaque instant par la droite qui joint au point fixe A la position actuelle O du centre.

Fig. 1.



Nous verrons que la chevelure de lignes de force électrique reste distribuée radialement et uniformément dans toutes les directions, pendant le mouvement uniforme comme au repos, tant que la vitesse du centre reste assez petite par rapport à la vitesse de la lumière, tant qu'elle ne dépasse pas quelques milliers de kilomètres par seconde. Le centre en mouvement uniforme emporte avec lui cette chevelure radiale.

La variation en fonction du temps qui résulte de ce mouvement pour le champ électrique en tout point tel que A fixe dans l'éther, implique, nous l'avons vu, la production d'un champ magnétique, d'après la loi du courant de déplacement de Maxwell. Le centre électrisé en mouvement va donc s'entourer d'un champ magnétique distribué en lignes de force circulaire tournant autour de la direction du mouvement.

Pour obtenir la loi de distribution de ce champ, il suffit d'appliquer la loi du courant de déplacement de Maxwell au contour formé par une de ces lignes de force, en tout point de laquelle le champ magnétique a une même valeur H par raison de symétrie. Le résultat obtenu est le suivant :

Le champ magnétique au point A est perpendiculaire au plan qui passe par ce point, par la position actuelle O de la particule électrisée et par la direction de la vitesse; il a pour valeur

$$H = \frac{ev \sin \alpha}{r^2}. \tag{2}$$

Le champ magnétique ainsi produit est donc déterminé par la position actuelle de la particule; il en résulte que sa distribution, que l'ensemble des lignes de force magnétiques circulaires, comme celui des lignes de force électriques radiales, suit la particule dans son mouvement. Tout ce système de lignes de force électriques et magnétiques constitue ce que nous appellerons le *sillage* électromagnétique de la particule, sillage lié au centre et invariable par rapport à lui tant que la vitesse reste constante.

Cette présence d'un champ magnétique accompagnant la particule électrisée en mouvement uniforme nous permet de comprendre comment la distribution du champ électrique peut se trouver modifiée quand la vitesse devient suffisamment grande, de même ordre que celle de la lumière. En effet, le champ magnétique produit en un point fixe A de l'éther par la particule en mouvement varie avec le temps à mesure que la particule s'approche, passe et s'éloigne, emportant avec elle son cortège de lignes de force. Cette variation de champ magnétique entraîne, nous l'avons vu, la production d'un champ électrique induit qui se superpose au champ électrostatique donné par la loi de Coulomb pour en modifier la distribution. Une analyse plus détaillée montre que les lignes de force électriques restent radiales à distance du centre électrisé, mais que la chevelure se raréfie dans la direction de la vitesse et dans la direction opposée pour s'accumuler dans les

directions perpendiculaires. Cette modification reste insignifiante tant que la vitesse n'est pas du même ordre que celle de la lumière.

Les lignes de force électriques attachées au centre tendent, par conséquent, à se placer transversalement par rapport à la direction du mouvement pour y arriver de manière complète quand la vitesse atteint celle de la lumière. La distribution limite du champ ainsi atteinte représente d'ailleurs une énergie infinie de sorte qu'une dépense de travail infinie serait nécessaire pour communiquer en régime permanent à une particule électrisée la vitesse de la lumière. Tout ceci dérive immédiatement de l'application des lois fondamentales de Maxwell au milieu éther qui entoure le centre électrisé, et tout ceci reçoit une confirmation remarquable du fait que les corpuscules cathodiques émis par les corps radioactifs sous forme de rayons β ont des vitesses qui admettent effectivement la vitesse de la lumière comme limite supérieure qu'elles n'atteignent jamais tout en s'en rapprochant beaucoup.

Le courant de convection. — La loi fondamentale du courant de déplacement conduit donc à cette conséquence qu'un corps électrisé en mouvement produit autour de lui un champ magnétique donné par la loi simple qu'exprime la formule (2), quand la vitesse n'est pas trop grande.

Cette prévision a reçu, comme l'on sait, une confirmation expérimentale quantitative complète dans les expériences dites du *courant de convection.* Celui-ci nous apparaît comme une conséquence nécessaire de la loi du courant de déplacement de Maxwell.

C'est donc le courant de déplacement, la production d'un champ magnétique par variation d'un champ électrique, qui représente le phénomène simple et profond, bien qu'il ait été découvert le dernier par la voie compliquée rappelée au début, par l'intuition géniale de Maxwell et la vérification expérimentale de Hertz. Les expériences du courant de convection doivent être considérées comme vérifiant, d'une autre manière que les expériences bien connues de Hertz sur les ondes, l'exactitude de la loi du courant de déplacement.

Le courant de conduction. — Du courant de convection nous allons enfin remonter au courant de conduction qui va nous apparaître ainsi comme constituant le cas le plus complexe de production d'un champ magnétique. Bien que, historiquement, il se soit présenté le premier, il nous apparaît maintenant comme une conséquence éloi-

gnée, mais directe, de la loi fondamentale et simple du courant de déplacement.

Considérons un élément de courant de conduction constitué par une longueur dl d'un fil métallique ou d'un tube de petite section S plein d'électrolyte.

L'existence d'un courant de conduction dans le sens de la longueur dl y consiste pour nous dans la circulation d'ensemble des particules électrisées, les positives dans un sens et les négatives généralement en sens opposé.

Chacune de ces particules en mouvement représente un courant de convection dans la direction du mouvement. Pour obtenir le champ magnétique produit par l'élément de courant dl en un point A quelconque, il nous faut composer en ce point les champs magnétiques produits par toutes les particules en mouvement que contient dl. Si les mouvements de ces particules sont désordonnés, le résultat de cette composition est nul : seuls, les mouvements d'ensemble, les courants de conduction donnent à distance un champ magnétique total différent de zéro. Le point A étant supposé à distance r de l'élément de courant grande par rapport à dl, dans une direction qui fait l'angle α avec celle du courant, du mouvement d'ensemble des centres, un calcul facile donne pour le champ total la valeur

$$\frac{i\,dl \sin\alpha}{r^2},$$

où i représente l'intensité du courant, c'est-à-dire la quantité d'électricité qui traverse par unité de temps la section du conducteur par suite du mouvement d'ensemble des particules à son intérieur. On retrouve ainsi la loi élémentaire par laquelle Laplace a traduit les propriétés expérimentales des courants de conduction.

La nature des particules électrisées, ions ou électrons, est indifférente, et nous comprenons pourquoi la loi de Laplace s'applique dans tous les cas, que le conducteur soit métallique ou électrolytique. Cette loi se trouve ainsi rattachée à la loi fondamentale du courant de déplacement.

Enfin, nous verrons plus loin comment la production de champ magnétique par les aimants est due à la présence, dans les atomes ou molécules du milieu aimanté, de particules électrisées, d'électrons, qui circulent suivant des orbites fermées. On obtient ainsi une représentation immédiate et simple des courants particulaires d'Ampère.

La force électromagnétique. — Le fait qu'une particule électrisée en mouvement produit un champ magnétique, c'est-à-dire exerce des actions sur des aimants ou d'autres courants placés au voisinage, a pour conséquence une réaction de l'aimant ou du courant voisin sur la particule. Bien que, de manière générale, les forces subies par les particules électrisées n'obéissent pas au principe d'égalité de l'action et de la réaction, nous pouvons raisonner ici de la manière suivante :

Nous venons de voir que la particule électrisée en mouvement est équivalente, au point de vue des actions magnétiques qu'elle exerce, à un élément de courant de conduction tel que $i\,dl$ soit égal à ev. Si nous admettons que cette équivalence existe aussi pour les actions subies dans un champ magnétique extérieur, il en résulte qu'une particule électrisée de charge e, en mouvement avec la vitesse v dans un champ magnétique d'induction B et dans une direction faisant l'angle β avec celle de B, est soumise à une force f perpendiculaire au plan de v et de B dans le sens indiqué par la règle des trois doigts de la main gauche : le pouce étant dans la direction de B, l'index dans celle de v, la force agit dans la direction du médius si la particule est positive et en sens opposé si elle est négative. La grandeur de cette force est d'ailleurs

$$f = \mathrm{B}ev \sin\beta. \tag{3}$$

En appelant *champ électromoteur* la force ainsi produite sur l'unité de charge en mouvement, en l'absence de champ électrique, nous pouvons dire que le mouvement de vitesse v d'une charge électrique dans un champ magnétique d'induction B donne lieu à un champ électromoteur $\mathrm{B}v \sin\beta$ dirigé comme l'indique la règle des trois doigts.

Si un champ électrique h existe en même temps, l'action totale sur l'unité de charge en mouvement est représentée par la résultante ou somme géométrique du champ électrique h et du champ électromoteur $\mathrm{B}v \sin\beta$. Des actions électromotrices d'hétérogénéité peuvent, en outre, s'ajouter aux deux champs précédents pour agir sur les particules électrisées libres dans les conducteurs. Sur les particules liées présentes aussi bien dans les isolants que dans les conducteurs s'exercent enfin les actions individuelles qui maintiennent chacune au voisinage d'une position déterminée.

Nous pouvons, dès maintenant, faire de ces résultats de nombreuses applications.

Tout d'abord, la force exercée par un champ magnétique sur un

élément de courant idl nous apparaît comme la résultante des forces électromagnétiques exercées par le champ sur les particules intérieures au conducteur et dont le mouvement d'ensemble correspond au passage du courant. Ces forces se transmettent à la masse du conducteur par les chocs continuels des particules électrisées contre les molécules. Tant que, en l'absence de courant, l'agitation thermique désordonnée existe seule, les forces électromagnétiques subies par les particules se compensent mutuellement sur l'ensemble du conducteur. Le mouvement régulier qui se superpose à l'agitation thermique lorsqu'un courant passe se traduit, au contraire, par une résultante perpendiculaire à la direction de l'induction magnétique et à celle du courant.

On voit, de plus, que dans un conducteur où passe un courant, les forces électromagnétiques individuelles tendent en moyenne à déplacer les particules électrisées par rapport au conducteur dans la direction perpendiculaire au courant et au champ magnétique. Il en résulte une déviation des lignes de courant dans la direction indiquée, c'est-à-dire le phénomène de Hall.

Les phénomènes d'induction. — La même loi fondamentale exprimée par la formule (3) fait prévoir les phénomènes d'induction par déplacement d'un conducteur dans un champ magnétique fixe.

Pour prendre le cas le plus simple, imaginons une barre conductrice de longueur l se mouvant avec la vitesse v perpendiculairement à sa longueur dans un champ magnétique d'induction B perpendiculaire au plan de l et de v.

Les particules électrisées libres présentes dans la barre et auxquelles celle-ci doit sa conductibilité sont entraînées par elle avec la vitesse v et ce mouvement donne lieu sur chacune d'elles à une force correspondante au champ électromoteur Bv et dirigée suivant la longueur de la barre. Ces forces tendent à produire un courant dans celle-ci avec une *force électromotrice* Bvl égale au travail que produit le champ électromoteur lorsque l'unité de charge se déplace d'un bout à l'autre de la barre. On comprend ainsi comment le mouvement d'un corps dans un champ magnétique donne lieu à une action tendant à souffler dans un sens les particules négatives et en sens opposé les particules positives que la matière contient. Ces forces sont perpendiculaires à la direction du champ magnétique et à celle du mouvement. Elles polarisent le milieu s'il s'agit d'un isolant et peuvent produire un courant s'il s'agit d'un conducteur.

La force électromotrice Bvl ainsi obtenue est précisément égale au

flux d'induction Φ coupé par la barre pendant l'unité de temps. On retrouve ainsi, dans ce cas particulier, la loi générale d'induction en $\frac{d\Phi}{dt}$. L'application de la règle des trois doigts montre que le sens de cette force électromotrice est conforme à la loi de Lenz.

Si la barre est isolée à ses deux extrémités, si le circuit dont elle fait partie n'est pas fermé, l'action électromotrice d'induction produit un faible déplacement des particules libres : les positives s'accumulent à une extrémité, les négatives à l'autre jusqu'à ce qu'il en résulte, en chaque point de la barre, un champ électrostatique $-B\,v$ faisant équilibre au champ électromoteur. Il se produit ainsi entre les extrémités une différence de potentiel égale à la force électromotrice, comme dans le cas d'une pile en circuit ouvert.

Si le circuit de la barre est fermé et ne contient pas de force électromotrice antagoniste supérieure à la force électromotrice induite, un courant se produit dans le sens de celle-ci, les particules se mettent en mouvement d'ensemble sous l'action du champ électromoteur induit et la barre envoie de l'énergie électrique dans le reste du circuit. En même temps, il se développe à son intérieur de la chaleur de Joule par suite de l'accroissement d'intensité des chocs dû à la superposition du mouvement d'ensemble à l'agitation thermique primitive.

On voit aisément comment cette double dépense d'énergie est empruntée aux forces qui maintiennent la barre en mouvement : le courant qui s'y produit est d'un sens tel, comme l'indique la règle des trois doigts, qu'il se produit de la part du champ magnétique une force perpendiculaire à la barre en sens opposé à sa vitesse. Cette force résiste à celles qui maintiennent la barre en mouvement et le travail dépensé pour la vaincre se retrouve précisément sous forme d'énergie électrique dans le circuit. Notre barre fonctionne comme une génératrice de courant continu, transformant du travail mécanique en énergie électrique.

Si le circuit renferme une force électromotrice antagoniste supérieure à $B\,v\,l$, le courant circule en sens inverse de la force électromotrice induite et celle-ci, au lieu d'en fournir, consomme de l'énergie électrique empruntée aux actions qui produisent les forces électromotrices antagonistes. Cette énergie se retrouve en travail mécanique puisque, le sens du courant ayant changé, la force que subit la barre de la part du champ magnétique s'exerce dans le sens même du mouvement et fournit du travail au lieu d'en consommer. Notre barre

fonctionne comme moteur électrique, comme transformateur d'énergie électrique en travail mécanique. La force électromotrice induite résultant des forces électromagnétiques sur les particules de la barre en mouvement, est l'intermédiaire par lequel se fait cette transformation.

Le mécanisme précédent permet de comprendre ce qui se passe dans les fils de l'induit d'une dynamo en mouvement, dans les barres qui se meuvent en présence d'un champ magnétique permanent et dans lesquelles celui-ci tend à souffler les particules électrisées perpendiculairement à sa direction et à celle de la vitesse.

Nous comprenons ainsi les phénomènes d'induction par mouvement de la matière dans un champ magnétique permanent. Les autres phénomènes d'induction, ceux auxquels donne lieu la variation dans le temps d'un champ magnétique s'expliquent par la production d'un champ électrique dû à cette variation. Les deux effets peuvent se superposer dans un corps en mouvement en présence d'un champ magnétique variable : il y a superposition au champ électromoteur résultant du mouvement, du champ électrique résultant de la variation de champ magnétique.

La pression de radiation. — Dans un tout autre ordre d'idées, nous pouvons comprendre aussi facilement l'origine de la pression de radiation, prévue par Maxwell de manière très obscure parce qu'il ignorait l'existence du lien que nous connaissons maintenant entre l'éther où se propage une onde et la matière qui l'absorbe ou la réfléchit.

Imaginons une lame métallique conductrice recevant sur une de ses faces une radiation électromagnétique, lumineuse par exemple. Nous supposerons la direction de propagation normale et, par conséquent, les plans d'onde parallèles à la lame.

Nous avons vu plus haut que le plan d'onde contient un champ électrique et un champ magnétique perpendiculaires l'un à l'autre. Le champ électrique va donner lieu, dans la couche superficielle de la lame, à une nappe de courant, à un mouvement d'ensemble des particules électrisées libres auxquelles la lame doit sa conductibilité.

Ce mouvement d'ensemble se produisant dans le champ magnétique de l'onde, il en résulte sur les particules des forces électromagnétiques perpendiculaires à la direction de la vitesse (parallèle au champ électrique) et à celle du champ magnétique, c'est-à-dire perpendiculaires au plan d'onde dans le sens même de la propagation. Autrement dit, une particule électrisée libre rencontrée par la radiation est mise en mouvement par celle-ci tout d'abord dans la direction de son champ

électrique : le champ magnétique de l'onde exerce sur la particule ainsi mise en mouvement une force dirigée dans le sens de la propagation. La particule électrisée est poussée par la radiation dans la direction où celle-ci se propage.

Toutes les petites forces ainsi produites dans la lame sont transmises au métal par l'intermédiaire des chocs et il en résulte une pression exercée par la radiation sur le conducteur. Le calcul établi sur cette base donne des résultats exactement d'accord avec les faits.

Les particules cathodiques et les émissions positives. — L'existence de la force électromagnétique est mise en évidence de manière particulièrement nette lorsqu'on passe du cas des courants dans les conducteurs, où l'expérience ne permet de voir que l'action globale de cette force sur un nombre immense de particules, au cas des rayons cathodiques ou des rayons de Goldstein où chaque particule émise se meut librement dans le vide sans être constamment gênée dans son mouvement par les chocs contre les molécules du milieu matériel.

On sait que la manière dont les rayons cathodiques sont déviés dans un champ magnétique vérifie que chacune des particules électrisées négativement qui constituent ces rayons est soumise à une force perpendiculaire à sa vitesse et au champ magnétique.

L'exactitude de la formule (3) est vérifiée par la constance des résultats obtenus en utilisant cette formule pour mesurer le rapport $\frac{e}{m}$ de la charge à la masse d'une particule.

Elle exige, en effet, que la trajectoire d'une particule de vitesse v prenne dans un champ magnétique donné une courbure proportionnelle à $\frac{e}{mv}$. Dans un champ électrique donné perpendiculaire à la direction des rayons, la trajectoire est également déviée avec une courbure proportionnelle à $\frac{e}{mv^2}$. La mesure des déviations magnétique et électrique permet donc d'obtenir séparément $\frac{e}{m}$ et v.

On sait comment ces mesures effectuées sur les diverses espèces d'émissions cathodiques : rayons des tubes de Crookes, émission photo-électrique, émission négative des corps incandescents, et enfin rayons β lents des corps radioactifs, ont conduit dans tous les cas à une même valeur du rapport $\frac{e}{m}$ voisine de $1,77 \times 10^7$ dans le système électromagnétique C. G. S.

Ce résultat, joint au fait qu'une particule cathodique porte une charge égale en valeur absolue à celle d'un atome d'hydrogène dans

l'électrolyse (pour lequel $\frac{e}{m}$ a, d'après la loi de Faraday, la valeur 9654 ou 10^4 environ dans le même système d'unités), montre que la particule cathodique est 1800 fois moins inerte que l'atome d'hydrogène, quelle que soit la matière d'où proviennent les rayons cathodiques et le moyen employé pour les en faire sortir.

Les particules positives qui constituent les rayons de Goldstein ou l'afflux positif dans les tubes de Crookes, les rayons anodiques ou les rayons α des corps radioactifs, sont beaucoup plus inertes, beaucoup moins déviables à vitesse égale. Ce sont des atomes ou des molécules privés d'un ou plusieurs des corpuscules cathodiques qu'ils renferment à l'état normal.

Nous allons, en effet, trouver maintenant, en étudiant les phénomènes de rayonnement, de nouvelles raisons de croire à la présence de corpuscules cathodiques dans l'intérieur des atomes. Pour connaître leurs propriétés, pour mesurer leur charge et leur masse, il n'est pas nécessaire de les faire sortir plus ou moins violemment de l'édifice atomique : il va nous suffire d'examiner à distance le rayonnement qu'ils émettent et nous trouverons là encore des confirmations remarquables de nos conceptions.

LES PHÉNOMÈNES DE RAYONNEMENT.

L'onde d'accélération. — Le fait fondamental dans la théorie de l'émission du rayonnement électromagnétique par la matière consiste en ceci : *Une particule électrisée dont le mouvement n'est pas uniforme, qui subit une accélération, émet une onde qui se propage autour d'elle dans toutes les directions avec la vitesse de la lumière.* C'est toujours là une conséquence des propriétés de l'éther électromagnétique, définies par les lois de Maxwell et de Hertz que j'ai rappelées au début.

Nous n'avons envisagé, jusqu'ici, que les cas où les particules sont en repos, ou en mouvement uniforme, et nous y avons déjà trouvé l'interprétation d'un grand nombre de phénomènes d'électrostatique et d'électromagnétisme. Le cas plus général où il existe une accélération, un changement de la vitesse de la particule, va nous introduire dans le domaine du rayonnement.

Tant que la vitesse de la particule reste constante, nous avons vu que celle-ci emporte avec elle son sillage dans l'éther, son cortège de lignes de force électriques radiales et de lignes de force magnétiques circulaires. Tout cela représente, selon la conception de Faraday,

une distribution d'énergie dans l'espace qui environne la particule.

A vitesse constante, cette distribution d'énergie, variable d'ailleurs avec la vitesse, suit la particule dans son mouvement, reste localisée à son voisinage; aucune portion de cette énergie n'est rayonnée à distance.

Il en est autrement quand la vitesse change. La comparaison suivante pourra nous donner l'image grossière de ce qui se produit le long des lignes de force électriques, quand la particule à laquelle elles sont attachées subit une accélération.

Imaginons, au milieu d'une enveloppe, une boule maintenue dans une position d'équilibre par des fils élastiques tendus dans toutes les directions entre sa surface et les parois de l'enveloppe. Ces fils, comparables à notre chevelure de lignes de force, restent rectilignes tant que le système tout entier est en repos ou en mouvement uniforme, mais si la boule subit, dans une direction déterminée, un choc par lequel sa vitesse se trouvera modifiée, en plus des déformations longitudinales, nous verrons, aussitôt après le choc, des ondes transversales courir sur les fils tendus avec une vitesse déterminée par les propriétés de la matière qui les constitue.

Ces déformations transversales auront la plus grande amplitude sur les fils tendus dans les directions perpendiculaires à celle du choc, et diminueront progressivement quand on passera aux fils dont la direction est parallèle au choc, pour s'annuler sur ces derniers.

Les déformations longitudinales ne nous intéressent pas pour la comparaison : il ne saurait être question de donner un modèle mécanique reproduisant dans tous leurs détails les propriétés du milieu électromagnétique. Les nombreuses tentatives faites dans ce sens ont échoué complètement, à tel point que, comme nous le verrons, il semble beaucoup plus fécond de chercher une interprétation électromagnétique des propriétés mécaniques de la matière.

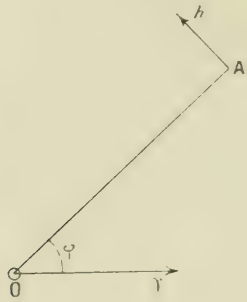
Les déformations transversales de nos fils nous serviront tout simplement d'image visuelle pour les modifications du champ électrique qui vont courir le long des lignes de force avec la vitesse de la lumière, après que la particule électrisée aura subi une accélération.

En effet, quand la particule se trouve secouée par un changement de vitesse, sa chevelure de lignes de force, primitivement rectiligne, subit une déformation et une onde transversale court dans toutes les directions avec la vitesse caractéristique du milieu, cette déformation s'affaiblissant avec la distance et variant avec la direction, depuis un maximum pour les lignes de force perpendiculaires à la direction de

l'accélération, jusqu'à zéro pour les lignes de force parallèles à cette direction.

Voici l'énoncé précis pour le cas où la vitesse de la particule est petite par rapport à celle de la lumière. Supposons qu'à l'instant t la

Fig. 2.



particule électrisée située en O subisse une accélération γ. La perturbation qui en résulte dans l'espace environnant se fera sentir au point A situé à distance r de O dans une direction faisant l'angle φ avec la direction de l'accélération, avec un retard $\frac{r}{V}$ égal au temps nécessaire pour parcourir la distance r avec la vitesse V de la lumière dans le vide. Donc, à l'instant $t + \frac{r}{V}$, il se superposera au champ électrique radial, inversement proportionnel au carré de la distance, que produirait en A la particule en mouvement uniforme, un champ électrique transversal situé dans le plan passant par le point A et l'accélération, perpendiculaire à la distance OA dans le sens indiqué par la figure, inversement proportionnel à cette distance, et proportionnel au sinus de l'angle φ qu'elle fait avec la direction de l'accélération.

Si e est la charge de la particule, ce champ a pour mesure, dans le système électromagnétique C. G. S.,

$$h = \frac{e\gamma}{r} \sin\varphi.$$

En même temps, il se produit en A un champ magnétique également transversal par rapport à la direction de propagation OA, et perpendiculaire aussi au champ électrique précédent, c'est-à-dire perpendiculaire au plan de la figure vers l'avant si la charge e est positive, dans un sens tel que les trois directions, champ électrique, champ magnétique, propagation, sont disposées, au point de vue de leur sens,

comme les trois premiers doigts de la main droite. La grandeur de ce champ magnétique est telle qu'il représente, par unité de volume, la même énergie que le champ électrique correspondant.

Autrement dit, il part du centre électrisé soumis à une accélération une perturbation se propageant sous forme d'une onde sphérique, dont le rayon croît avec la vitesse de la lumière, qui reste centrée sur le point où se trouvait la particule au moment de l'émission, et qui correspond en chaque point au passage d'un champ électrique et d'un champ magnétique situés dans le plan tangent à l'onde (onde transversale) et perpendiculaires l'un à l'autre dans ce plan. Le champ électrique est dirigé dans le sens opposé à la projection $\gamma \sin \varphi$ de l'accélération sur ce plan tangent. Certe opposition de sens correspond, comme nous allons voir, à la loi de Lenz pour ceux des phénomènes d'induction dont notre émission d'ondes va nous donner l'interprétation.

La grandeur du champ électrique, comme celle du champ magnétique est d'ailleurs proportionnelle à cette projection, c'est-à-dire qu'elle s'annule dans la direction de l'accélération pour laquelle φ est égal à zéro, et augmente avec cet angle pour devenir maximum dans les directions perpendiculaires à l'accélération.

Ces champs, présents dans l'onde et liés à l'existence d'une accélération, se superposent à ceux qui correspondent à la vitesse actuelle de la particule. Ces derniers, variant en raison inverse du carré de la distance, diminuent beaucoup plus rapidement que les autres, à mesure qu'on s'éloigne de la particule ; de sorte qu'à grande distance de celle-ci l'onde d'accélération, dont les champs varient en raison inverse de la distance, subsiste seule.

Ce fait peut encore s'exprimer sous une autre forme. Nous avons vu qu'une vitesse constante de la particule ne se traduit par aucun rayonnement d'énergie à distance : l'infini ignore l'existence d'une vitesse constante puisque l'énergie du sillage correspondant accompagne la particule et lui reste liée. Au contraire, l'onde d'accélération transporte à l'infini une énergie facile à calculer, par laquelle les points très éloignés sont prévenus du changement de vitesse. La particule rayonne, émet une radiation quand, et seulement quand, elle subit une accélération.

Considérons, en effet, les ondes émises par la particule soumise à l'accélération γ pendant le temps dt infiniment petit, compris entre t et $t + dt$, et cherchons comment seront distribuées à un instant ultérieur $t + \theta$ les ondes ainsi rayonnées. La perturbation émise à l'instant t se trouve à l'instant $t + \theta$ sur une sphère de rayon $V\theta$ centrée sur

le point où la particule se trouvait à l'instant t. La perturbation émise à l'instant $t + dt$ n'a eu pour se propager que le temps $\theta - dt$, et se trouve à l'instant θ sur une sphère de rayon $V\theta - V\,dt$, centrée sur la position qu'avait la particule à l'instant $t + dt$. Comme la vitesse v de cette particule est toujours inférieure à celle de la lumière V, les deux sphères ne se coupent pas, puisque la distance $v\,dt$ de leurs centres est inférieure à la différence $V\,dt$ de leurs rayons. Ces sphères comprennent entre elles une couche ou pellicule dans laquelle se trouve, à l'instant θ, toute la perturbation rayonnée pendant l'élément de temps antérieur dt.

Si la vitesse de la particule est petite par rapport à celle de la lumière, on peut considérer comme concentriques les deux sphères qui limitent la pellicule de rayonnement, et celle-ci a partout la même épaisseur $V\,dt$. Si, au contraire, la vitesse de la particule est telle que son déplacement pendant le temps dt soit de même ordre que $V\,dt$, c'est-à-dire si la vitesse de la particule est du même ordre que celle de la lumière, quoique inférieure, les deux sphères ne sont plus concentriques, et l'on voit facilement que l'épaisseur de la pellicule est moindre dans la direction du mouvement de la particule que dans la direction opposée.

Dans le cas des vitesses faibles par rapport à celle de la lumière, nous avons vu plus haut quels sont les champs électrique et magnétique présents dans l'onde rayonnée; par conséquent, nous pouvons calculer l'énergie qu'ils représentent par unité de volume en chaque point de notre pellicule. Cette densité, proportionnelle au carré du champ, varie donc en raison inverse du carré du rayon de la pellicule, à mesure que celle-ci se propage, puisque chacun des deux champs diminue en raison inverse de ce rayon. Le volume de cette pellicule, dont l'épaisseur reste constante, augmente lui-même comme le carré du rayon, de sorte que l'énergie totale présente dans l'onde est indépendante de ce rayon, et représente l'énergie émise sous forme de rayonnement par la particule pendant le temps dt et transportée à l'infini par l'onde. Un calcul simple donne pour cette énergie la valeur en unités électromagnétiques :

$$\frac{2}{3}\,\frac{e^2\gamma^2}{V}\,dt. \tag{4}$$

Le rayonnement de la particule par unité de temps est donc proportionnel au carré de sa charge et au carré de l'accélération qu'elle subit.

L'induction mutuelle. — Examinons maintenant quelques consé-

quences des résultats précédents. Ils contiennent tout d'abord l'explication des phénomènes d'induction mutuelle et de self-induction.

Nous avons compris ce qui se passe dans une dynamo génératrice de courant, nous allons comprendre maintenant ce qui se passe dans un transformateur ou dans une bobine de Ruhmkorff, c'est-à-dire les phénomènes d'induction produits dans un circuit par les variations du courant qui passe dans un circuit voisin.

Supposons placés, l'un à côté de l'autre, deux fils parallèles qui sont, par exemple, deux spires voisines d'un transformateur, l'une appartenant au circuit inducteur, l'autre au circuit induit. Le passage du courant inducteur correspond à une circulation dans le premier fil des particules électrisées libres auxquelles il doit sa conductibilité. La vitesse de ces particules dans la direction du fil est proportionnelle à l'intensité du courant, de sorte que toute variation de cette intensité correspond à une variation de vitesse, à une accélération subie par les particules. Il en résulte, au moment où l'intensité du courant inducteur varie, l'émission à partir du fil d'ondes d'accélération se propageant à distance par superposition des ondes émises individuellement par toutes les particules. On voit facilement qu'en un point voisin du fil cette superposition des ondes d'accélération donnera lieu, d'après les résultats indiqués plus haut, à un champ électrique parallèle au fil et dirigé en sens inverse du courant si l'intensité augmente, ou dans le sens du courant si l'intensité diminue.

Si le point considéré se trouve à l'intérieur d'un fil voisin appartenant au circuit induit, le champ électrique ainsi créé tendra à produire un courant et correspondra à l'existence d'une force électromotrice induite, de sens opposé au courant inducteur, si celui-ci augmente, et dans le même sens que lui, s'il diminue.

Lorsque le circuit induit est ouvert, cette force électromotrice se traduit par l'apparition d'une différence de potentiel entre ses extrémités, due à l'accumulation des charges déplacées par le champ électrique de l'onde, jusqu'à ce que résulte de cette accumulation un champ électrostatique équilibrant en chaque point le champ électrique induit.

Au contraire, le circuit induit étant fermé, un courant s'y produit dans le sens de la force électromotrice, et l'énergie qu'il représente est empruntée au circuit inducteur par une réaction sur lui du circuit induit, selon le mécanisme qu'on vient d'analyser.

En effet, la production du courant induit implique une accélération des particules correspondantes et, par suite, l'émission par celles-ci

d'ondes qui créent dans le circuit inducteur un champ électrique induit de sens opposé au courant inducteur. De là une force contre-électromotrice, réaction du circuit induit sur le circuit inducteur, par l'intermédiaire de laquelle est empruntée au circuit inducteur l'énergie électrique utilisée dans le circuit induit.

Self-induction. — Les phénomènes d'induction d'un courant sur lui-même s'expliquent de la même manière. Si le courant augmente, les ondes d'accélération qui en résultent se totalisent dans ce circuit lui-même, comme à son extérieur, et y produisent un champ électrique de sens opposé au courant, par l'intermédiaire duquel est empruntée, à la source électromotrice qui produit le courant, l'énergie nécessaire à l'accroissement du champ magnétique entourant le circuit. Quand le courant diminue, les accélérations des particules positives étant en sens opposé au courant, les ondes rayonnées produisent dans le conducteur un champ électromoteur par l'intermédiaire duquel se trouve restituée au circuit l'énergie du champ magnétique qui l'entoure.

Nous trouverons des faits tout semblables en analysant le mécanisme de l'inertie avec laquelle les phénomènes de self-induction présentent une analogie profonde. L'inertie d'une particule électrisée est due, au moins en partie, à la production d'un champ magnétique lié à sa vitesse, et au fait que l'énergie présente dans ce champ, proportionnelle au carré de cette vitesse, doit varier avec elle. L'onde d'accélération, dont l'émission accompagne tout changement de vitesse, est précisément l'intermédiaire par lequel le milieu environnant la particule reçoit le complément d'énergie magnétique, quand la vitesse augmente, ou restitue l'énergie magnétique en excès, quand la vitesse diminue. La force d'inertie, la résistance qu'oppose la particule au changement de vitesse, provient de l'action sur chaque élément de sa charge du champ électrique présent dans les ondes d'accélérations émises par les autres éléments de cette charge. On voit le parallélisme qui fait de l'inertie une véritable self-induction du courant de convection correspondant au mouvement de la particule.

Il est remarquable qu'on puisse rattacher à une seule et même cause, à la loi qui attribue l'émission des ondes à l'accélération des centres électrisés, des phénomènes aussi profondément différents en apparence que l'induction mutuelle, la self-induction, l'inertie et, comme nous allons le voir, l'émission des ondes hertziennes, de la lumière et des rayons de Röntgen.

Ondes hertziennes. — Nous venons de voir que, par suite de l'accélération qu'une variation du courant dans un conducteur implique dans le mouvement des particules électrisées, cette variation s'accompagne de l'émission d'ondes qui se propagent à distance avec la vitesse de la lumière. Leur superposition donne les ondes hertziennes, émises effectivement toutes les fois qu'un circuit est le siège de courants variables et dont la production vient déjà de nous donner l'interprétation des phénomènes d'induction mutuelle et de self-induction.

On voit immédiatement que ces ondes émises à distance seront particulièrement intenses, pour une même variation du courant, si le champ électrique a la même direction dans toutes les ondes d'accélération qui se superposent, c'est-à-dire si tous les éléments du circuit sont parallèles entre eux, si toutes les accélérations des particules sont parallèles entre elles; d'où l'emploi d'antennes rectilignes, où circulent des courants rapidement variables, pour obtenir l'émission d'ondes hertziennes intenses.

Ces ondes, rencontrant à distance une antenne réceptrice, parallèle au champ électrique qu'elles contiennent, produisent dans celle-ci un courant qui sert à déceler leur passage. Ce courant, véritable courant induit, ne diffère de celui que le circuit primaire d'un transformateur produit dans le secondaire, immédiatement voisin, que par un retard plus grand, correspondant au temps nécessaire à l'onde d'accélération pour franchir avec la vitesse de la lumière la distance qui sépare l'antenne inductrice de l'antenne induite. L'intensité du phénomène induit diminue quand la distance augmente, exactement suivant la loi inverse de la distance que les formules, données plus haut, permettent de prévoir. Également, les réactions mutuelles des deux circuits, qui jouent un rôle essentiel dans le fonctionnement du transformateur, cessent d'intervenir dans la transmission hertzienne, où la question du rendement énergétique, que ces réactions dominent, n'a aucune importance. En dehors de ces nuances, le fond des phénomènes est exactement le même : l'excitation d'une antenne réceptrice par l'antenne d'émission n'est qu'un phénomène d'induction mutuelle différé et les ondes d'accélération *jouent le même rôle* dans un cas que dans l'autre.

Rayons de Röntgen. — Le cas des rayons de Röntgen vient apporter à la théorie électromagnétique des ondes d'accélération une confirmation particulièrement frappante, parce que les circonstances de production de ces rayons par arrêt brusque de particules cathodiques,

lancées à des vitesses comprises entre 20 000^{km} et 100 000^{km} par seconde, font intervenir de la manière la plus nette des changements de vitesse, ou accélérations de particules électrisées.

Stokes et Wiechert ont simultanément proposé, peu de temps après la découverte de Röntgen, de considérer les nouveaux rayons comme constitués par des pulsations électromagnétiques émises dans l'éther au moment de l'arrêt des projectiles cathodiques. Cet arrêt, se produisant sur un très court espace, probablement de l'ordre des dimensions atomiques, ne dure qu'un temps extraordinairement court. Étant donnée la grande vitesse des particules, de même ordre que celle de la lumière, l'épaisseur de la pellicule sphérique rayonnée doit être extrêmement faible, de l'ordre aussi des dimensions atomiques.

Cette extrême minceur des pulsations électromagnétiques qui composent les rayons Röntgen explique immédiatement leur pouvoir pénétrant extraordinaire ainsi que l'absence de réfraction et de diffraction. Conformément à cette théorie, le pouvoir pénétrant, la dureté des rayons Röntgen, augmente avec la vitesse des rayons cathodiques, c'est-à-dire à mesure que la durée du choc, et par conséquent l'épaisseur des pellicules rayonnées, diminuent.

De la même manière, les rayons γ des corps radioactifs, de propriétés semblables à celles des rayons Röntgen, avec un pouvoir pénérant beaucoup plus grand encore, correspondraient aux pellicules très minces, émises au moment de l'expulsion ou de l'arrêt des particules cathodiques extraordinairement rapides qui constituent les rayons β.

Une remarque ingénieuse de M. Sommerfeld est venue apporter une confirmation remarquable à cette conception des rayons de Röntgen.

L'expérience montre que, au moins pour une partie, les rayons de Röntgen émis par un tube de Crookes dans les directions voisines de celle où se propagent les rayons cathodiques, ont un pouvoir pénétrant plus grand que ceux qui sont émis dans les directions opposées. Or, nous avons remarqué plus haut que, si la vitesse du centre électrisé qui subit l'accélération est de même ordre que celle de la lumière, la pellicule rayonnée est plus mince dans la direction de la vitesse que dans la direction opposée. D'où la variation du pouvoir pénétrant qui augmente à mesure que diminue la durée du passage de la pellicule, c'est-à-dire le temps dont elle dispose pour déplacer les électrons qu'elle rencontre dans la matière et pour leur céder l'énergie qu'elle transporte.

La partie des rayons de Röntgen dont il s'agit ici est précisément celle dont M. Barkla a montré qu'elle est polarisée, c'est-à-dire qu'elle renferme un champ électrique de direction déterminée par celle des rayons cathodiques incidents, précisément comme notre théorie veut que le champ électrique présent dans l'onde soit lié à la direction de l'accélération.

Les rayons Röntgen et les rayons γ sont donc de même nature que les ondes hertziennes. Dans un cas comme dans l'autre, il s'agit d'ondes d'accélération et les différences portent seulement sur la rapidité des mouvements qui entrent en jeu dans les particules électrisées sources de l'émission.

Dans le cas des ondes hertziennes, les accélérations varient avec lenteur selon des périodes déterminées par les oscillations électriques des circuits ; les longueurs d'onde correspondantes variant de quelques kilomètres à quelques millimètres.

Dans le cas des rayons de Röntgen et plus encore dans celui des rayons γ, l'accélération se produit et disparaît en un temps de l'ordre de celui que met la lumière à traverser l'étendue d'un atome. Les longueurs d'onde contenues dans le spectre de ces rayons sont donc de l'ordre des dimensions atomiques, c'est-à-dire, comme le démontrent les expériences de diffraction, bien inférieures au millionième de millimètre, et très probablement comprises entre 10^{-8} et 10^{-9} cm.

La lumière. — Entre ces deux extrêmes viennent se placer les ondes d'accélération qui constituent la chaleur rayonnante, la lumière visible et l'ultraviolet, avec leurs longueurs d'onde comprises entre $\frac{1}{10}$ et $\frac{1}{10000}$ de millimètre.

Nous devons attribuer l'émission de lumière au mouvement des particules électrisées contenues dans la matière, soit par suite de l'agitation désordonnée des mouvements thermiques, et nous avons alors le spectre continu des corps incandescents, soit par suite des mouvements réguliers de périodes définies intérieurs aux atomes, et nous avons alors les spectres discontinus de bandes et de raies si intimement liés à la nature chimique de la source.

Pour prendre un cas très simple, imaginons celui d'une particule électrisée se mouvant suivant une orbite circulaire d'un mouvement uniforme autour d'un centre d'attraction. Cette rotation uniforme implique à chaque instant une accélération dirigée vers le centre, de direction variable, mais de grandeur constante. Il en résulte une émission continuelle d'ondes régulières de période égale à la durée

de la révolution. Examinons comment change le caractère de ce rayonnement avec la direction dans laquelle on l'observe.

Supposons tout d'abord l'observateur placé dans le plan de l'orbite à grande distance de celle-ci par rapport à son rayon. Le champ électrique de l'onde, d'après ce qui a été dit, est toujours situé dans le plan de l'orbite puisque ce plan contient la direction de visée et celle de l'accélération, et ce champ conserve une direction fixe perpendiculaire à la première de ces deux directions, tout en variant périodiquement comme la projection, à laquelle il est proportionnel, de l'accélération sur le plan d'onde. Cette fixité de direction du champ électrique signifie que le rayonnement électromagnétique observé dans le plan de l'orbite est polarisé rectilignement dans un plan perpendiculaire à celui de l'orbite.

Observons maintenant dans une direction perpendiculaire à l'orbite en son centre. La projection de l'accélération sur le plan d'onde parallèle à l'orbite se fait en vraie grandeur et tourne à raison d'un tour par période. On reçoit donc dans cette direction une radiation polarisée circulairement.

Dans les directions obliques, on reçoit de la lumière elliptique. On verrait d'une manière analogue qu'une particule animée d'un mouvement d'oscillation périodique suivant une droite émettrait dans toutes les directions une radiation polarisée rectilignement dans le plan passant par la direction de visée et perpendiculaire à celui qui passe par cette direction et contient la trajectoire rectiligne.

La lumière émise par la matière nous apparaît ainsi comme l'écho lointain des changements continuels de vitesse auxquels sont soumis les grains d'électricité intérieurs à cette matière, soit par suite des chocs perpétuels auxquels donne lieu leur mouvement d'agitation thermique, soit par suite de la nécessité d'incurver leurs trajectoires pour rester à l'intérieur des atomes auxquels ils sont liés.

Ce rayonnement trahit la présence des centres : l'étude de ses propriétés et de ses variations sous diverses influences va nous permettre, sans avoir besoin d'extraire les centres électrisés de la matière qui les contient, d'obtenir sur ceux-ci des renseignements précis, de mesurer leur charge et leur masse que nous trouverons exactement conformes aux résultats fournis par les méthodes directes. Nous allons rencontrer tout cela chemin faisant en étudiant comment la présence de centres électrisés rend compte, non seulement de l'émission, mais encore de l'absorption du rayonnement et des lois de sa propagation à travers les milieux matériels.

Le phénomène de Zeeman. — On sait que l'action d'un champ magnétique intense sur une source lumineuse modifie les radiations émises par les atomes qu'elle contient, en décomposant les raies du spectre d'émission de la source en un nombre plus ou moins grand de raies voisines. Le mode de décomposition présente des aspects souvent compliqués, mais dans le cas le plus simple la raie primitive est remplacée par un triplet, quand on observe la lumière émise dans la direction perpendiculaire aux lignes de force du champ magnétique, et par un doublet dans cette direction elle-même. Dans ce dernier cas, les deux composantes du doublet qui remplace la raie primitive sont également écartées de part et d'autre de celle-ci, et sont polarisées circulairement, la plus réfrangible dans le sens où tourne le courant qui produit le champ magnétique, et la moins réfrangible dans le sens opposé. Les composantes du triplet observées dans la direction perpendiculaire sont au contraire polarisées rectilignement. La composante centrale qui coïncide avec la raie primitive est polarisée dans un plan perpendiculaire à la direction du champ magnétique, et les deux autres composantes, de même longueur d'onde que celles du doublet, sont polarisées dans le plan qui passe par le champ magnétique. L'écart des composantes est d'ailleurs proportionnel à l'intensité du champ magnétique.

Tous ces caractères ont été prévus qualitativement et quantitativement par Lorentz comme conséquence de l'action du champ magnétique sur le mouvement des électrons intérieurs aux atomes. Nous savons en effet que le champ magnétique exerce sur un électron en mouvement une force perpendiculaire à ce champ et à la vitesse, proportionnelle à l'intensité du champ, et de sens variable avec le signe de la charge de l'électron. Cette force modifie le mouvement de l'électron, et par suite le rayonnement qu'il émet.

J'envisagerai seulement le cas simple d'un électron gravitant suivant une orbite circulaire autour d'un centre d'attraction.

Lorentz a étudié le cas où la force qui maintient l'électron au voisinage du centre d'attraction est proportionnelle à la distance. En l'absence d'actions extérieures, comme celle du champ magnétique, on sait que le mouvement de circulation possède pour cette loi d'action une période indépendante des conditions initiales du mouvement et, par conséquent, du rayon de l'orbite. Si l'on fait agir un champ magnétique perpendiculaire au plan de l'orbite, la force radiale qui en résulte augmente ou diminue l'attraction vers le centre, selon le sens de la circulation et le signe de la charge en mouvement. Il y

aura ainsi un accroissement ou une diminution du nombre de révolutions effectuées par seconde, c'est-à-dire de la fréquence du rayonnement émis.

Considérons seulement ceux des atomes présents dans la source lumineuse pour lesquels le plan de l'orbite décrit par l'électron est perpendiculaire à la direction du champ magnétique. La circulation a lieu, à cause de la distribution désordonnée des atomes, dans un sens pour la moitié de ceux que nous considérons, et en sens opposé pour l'autre moitié. Si la charge des électrons est négative, on voit aisément que la fréquence est augmentée par l'action du champ magnétique, pour ceux qui tournent dans le sens du courant producteur du champ, et diminuée par les autres. La radiation émise dans la direction du champ magnétique correspondra donc à deux raies spectrales polarisées circulairement, la plus réfrangible dans le sens du courant; l'autre en sens opposé, conformément aux faits. Les électrons qui émettent les raies spectrales décomposées par le champ magnétique suivant le triplet normal de Zeeman, sont donc des électrons négatifs. Les deux composantes du doublet ainsi prévu doivent, comme le montre un calcul très simple, être équidistantes de la raie primitive dans l'échelle des fréquences et la différence de fréquence avec la raie primitive est égale pour chacune d'elles à $\frac{He}{2m}$.

L'expérience permet par conséquent, par la mesure du dédoublement produit sous l'action d'un champ magnétique connu H, de calculer le rapport $\frac{e}{m}$, de la charge à la masse, pour les électrons qui émettent la lumière. Par la valeur de ce rapport comme par le signe de leur charge ces électrons se montrent identiques aux particules cathodiques. Le rapport $\frac{e}{m}$ déduit du phénomène de Zeeman par application de la formule précédente se confond en effet dans le cas du triplet normal avec celui qui correspond aux rayons cathodiques; et il est remarquable que, pour les formes plus complexes du phénomène de Zeeman, les changements de fréquence dus au champ magnétique sont dans des rapports simples avec celui qui correspond au triplet normal.

Malgré ces relations simples et malgré les efforts de Lorentz, de Ritz, et d'autres, il a été impossible jusqu'ici de tirer de la théorie des électrons une interprétation entièrement satisfaisante de la manière très complexe dont la plupart des raies spectrales sont modifiées par l'action d'un champ magnétique sur la source qui les émet.

Nous trouvons ici un premier exemple des difficultés que rencontre la théorie électromagnétique, complétée par l'hypothèse des électrons, lorsque nous voulons l'appliquer aux phénomènes intra-atomiques et au rayonnement qui en résulte.

L'absorption sélective. — La présence d'électrons en mouvement dans la matière, qui permet à celle-ci d'émettre un rayonnement, lui permet aussi d'absorber les radiations qui la traversent : le champ électromagnétique présent dans l'onde exerce sur ces électrons des forces par l'intermédiaire desquelles l'énergie du rayonnement se transforme en énergie de mouvement des électrons, et ultérieurement par l'intermédiaire des chocs en énergie d'agitation thermique des atomes. Les électrons en mouvement périodique régulier qui nous ont servi à expliquer l'émission sélective des raies spectrales expliquent en même temps l'absorption sélective des radiations de période égale à celle de leur mouvement par un phénomène de résonance. Toute action, comme celle d'un champ magnétique extérieur, qui modifie les périodes propres de ces mouvements intra-atomiques, modifie la position des raies des spectres d'absorption. Ceux-ci doivent par conséquent donner lieu à des phénomènes de Zeeman d'absorption. Cette prévision concorde avec les faits expérimentaux observés par M. Jean Becquerel sur les cristaux, et par M. Dufour sur les gaz. Mais la complexité des dédoublements est souvent ici plus grande encore que pour les spectres d'émission.

Le diamagnétisme. — L'hypothèse introduite par Lorentz d'électrons soumis à une action proportionnelle à la distance conduit à une théorie particulièrement simple du phénomène de Zeeman, parce que la période du mouvement y est indépendante des conditions initiales. Il n'est pas nécessaire dans ce cas d'examiner ce qui se passe pendant l'établissement du champ magnétique, et il suffit de comparer les périodes avant et après la création de ce champ sans se préoccuper du changement qui a pu en résulter dans le rayon des orbites.

En tenant compte de l'action du champ électrique induit pendant la variation du champ magnétique, j'ai pu montrer que le résultat obtenu par Lorentz subsiste quelle que soit la loi d'action qui maintient l'électron sur sa trajectoire circulaire, et que le rayon de celle-ci n'est pas changé par l'établissement d'un champ. Seule la vitesse de circulation est modifiée. Conformément à la loi de Lenz, elle est

augmentée sous l'action du champ électrique induit pour un électron négatif tournant dans le même sens que le courant producteur du champ magnétique, et diminuée pour un électron négatif tournant en sens inverse. D'où, dans tous les cas, une variation de fréquence $\frac{He}{2m}$ conforme aux résultats de Lorentz.

De plus, notre résultat donne l'explication, au moins dans le cas simple des actions centrales, des phénomènes diamagnétiques, et les montre connexes du phénomène de Zeeman. En effet le champ magnétique produit par l'électron en mouvement en raison de sa vitesse est exactement en moyenne celui que produirait un courant circulant suivant l'orbite, un courant particulaire d'Ampère. La création d'un champ magnétique modifie seulement, d'après ce qui précède, l'intensité de ces courants, proportionnels à la vitesse des électrons, sans modifier leur forme. Il modifie donc leur moment magnétique, et comme le montrent les règles de sens indiquées plus haut, diminue les moments dirigés dans le sens du champ magnétique et augmente ceux de sens opposé. Si les courants particulaires présents dans un même atome sont tels que leur moment magnétique résultant soit nul en l'absence de champ magnétique extérieur, on voit que la création de ce champ aura pour effet de donner à l'atome un moment magnétique de direction opposée à celle du champ, c'est-à-dire qu'il polarisera la substance dans le sens diamagnétique. Cette explication se poursuit quantitativement et montre comment la petitesse des phénomènes diamagnétiques résulte de la petitesse des dimensions atomiques.

Le paramagnétisme. — Si les courants particulaires présents dans un atome ont un moment résultant différent de zéro, la substance composée d'un grand nombre de ces aimants moléculaires ne présente, à cause de l'agitation thermique désordonnée, aucun moment résultant, aucune aimantation d'ensemble, en l'absence d'un champ magnétique extérieur, puisque les atomes possèdent indifféremment toutes les orientations possibles. Mais quand on établit un champ, il se produit un effet qui n'intervenait pas dans le cas précédent, où le moment résultant de chaque atome était nul. Il y a maintenant une action du champ magnétique tendant à orienter dans sa direction chaque aimant moléculaire. En l'absence d'agitation thermique tout ces petits aimants se disposeraient parallèlement les uns aux autres, et la substance prendrait une aimantation intense. Les mouvements de rotation, d'autant plus énergiques que la température

est plus élevée, s'opposent à cette tendance et le champ magnétique réussit seulement à faire prédominer l'orientation qu'il favorise, d'autant plus qu'il est plus intense et que la température est plus basse. C'est là l'explication des phénomènes de paramagnétisme. A cette aimantation dans le sens du champ magnétique extérieur, due à l'orientation des aimants moléculaires, se superpose un diamagnétisme dû à la modification, étudiée au paragraphe précédent, du mouvement des électrons sur leur orbite sous l'action du champ extérieur. Mais ce diamagnétisme est masqué par l'autre effet beaucoup plus intense en général.

Enfin, M. Weiss a montré comment l'orientation parallèle des aimants moléculaires peut être énormément facilitée par leurs actions mutuelles, et il a obtenu ainsi une représentation des propriétés ferromagnétiques.

Propagation des ondes dans la matière. — Nous avons vu que la propagation des ondes dans le vide se fait avec une vitesse déterminée, égale à 300 000^{km} par seconde, quelle que soit la perturbation d'où l'onde a résulté; autrement dit, il n'y a pas de dispersion dans le vide. Des ondes périodiques se propagent avec la même vitesse quelle que soit la période. Ce phénomène simple de la propagation dans le vide fait intervenir uniquement les deux propriétés fondamentales de l'éther traduites par les deux lois corrélatives de génération mutuelle des champs électrique et magnétique. Les choses se compliquent lorsqu'une radiation traverse la matière, à cause de la présence des centres électrisés dans celle-ci.

Examinons d'abord le cas le plus simple, celui d'une onde périodique traversant un milieu transparent, c'est-à-dire dans lequel aucune portion de l'énergie incidente ne sera transformée, par les chocs des électrons que l'onde agite, en rayonnement de périodes différentes et finalement en rayonnement ou en agitation thermique. Nous supposerons seulement des électrons liés chacun à une position d'équilibre, tels que nous les avons admis dans les milieux isolants.

L'onde incidente, par les forces électrique et magnétique qu'elle exerce sur ces électrons, les met en mouvement, leur communique des accélérations, en vertu desquelles ils rayonnent à leur tour. Et c'est la superposition à l'onde primitive des myriades de petites ondes ainsi engendrées qui crée toute la complexité des phénomènes optiques dans les milieux matériels.

Supposons tout d'abord qu'un train d'ondes arrive, limité en avant

par un front qui se propage dans le vide avec la vitesse de la lumière. Ce front continuera dans le milieu matériel, où les électrons n'occupent qu'un volume négligeable, à se propager avec la même vitesse, mais avec une intensité progressivement décroissante. En effet, les électrons que le front d'onde atteint prennent des accélérations dans la direction du champ électrique présent dans le front de l'onde. Les petites ondes sphériques qui en résultent admettent ce front d'onde comme enveloppe et y produisent, en vertu de la loi indiquée qui relie le rayonnement à l'accélération, des champs électrique et magnétique de sens opposés à ceux du rayonnement incident. D'où un affaiblissement progressif du front de l'onde, assez rapide pour qu'aucune portion appréciable de l'énergie incidente ne se propage d'ordinaire dans la matière avec la vitesse de la lumière dans le vide.

Si le train d'ondes est régulier, un régime permanent s'établit bientôt dans lequel chaque électron prend un mouvement périodique, de même période que la radiation incidente, et rayonne aussi avec cette même période dans toutes les directions. Aucun rayonnement de période différente ne pouvant être émis par ce mécanisme, il n'y a pas d'absorption mais seulement changement possible dans la direction où se propage l'énergie rayonnante représentée par l'ensemble de toutes les petites ondes qu'émettent les électrons. Conformément à la remarque de Maxwell, les milieux isolants sont en même temps des milieux transparents.

Si la distribution des molécules matérielles est parfaitement régulière, comme dans un réseau cristallin par exemple, les petites ondes ne sont concordantes que dans une ou deux directions bien déterminées dans chaque milieu mono- ou biréfringent selon sa symétrie intérieure. Dans les autres directions les petites ondes se compensent exactement par interférence mutuelle.

La perturbation qui arrive en un point a parcouru dans la matière un trajet compliqué, elle résulte de la superposition à l'onde incidente, non seulement des petites ondes provoquées directement par elle, mais encore de tout ce que ces petites ondes produisent à leur tour par le même mécanisme, et ainsi de suite indéfiniment. On conçoit, dans ces conditions, que la longueur d'onde, ou distance entre deux plans d'ondes sur lesquels le milieu se retrouve dans le même état, soit autre dans le milieu matériel que dans le vide pour la même période de la perturbation régulière. Le quotient de cette longueur d'onde par la période représente ce qu'on appelle la *vitesse de propagation de la phase*, égale dans le vide à la vitesse du front de l'onde et générale-

ment inférieure dans la matière. Le rapport de ces deux vitesses donne l'indice de réfraction correspondant à la période considérée. C'est lui qui détermine, quand un train d'ondes périodiques traverse la surface de séparation de deux milieux, le changement dans la direction de propagation et la manière dont l'énergie incidente se partage entre la radiation qui traverse la surface et celle qui se réfléchit dans le premier milieu.

On conçoit aisément comment cette onde réfléchie correspond à la superposition dans ce premier milieu de toutes les petites ondes émises par les grains d'électricité présents dans le second et agités par l'onde incidente. Pour le second milieu nous avons dit comment la superposition de ces petites ondes à la radiation incidente donne naissance à un ou deux rayons réfractés.

On comprend immédiatement d'où proviendra la dispersion, c'est-à-dire la variation avec la période de cette vitesse de propagation de la phase dans le milieu matériel, et des phénomènes de réflexion et de réfraction qu'elle détermine. Chaque particule électrisée liée à une position d'équilibre possède une période propre d'oscillation autour de cette position, période déterminée par la masse de la particule et par la rigidité du lien qui l'attache à sa position d'équilibre. Sous l'action du champ électrique périodiquement variable de l'onde incidente, la particule prend en régime permanent un mouvement forcé de période égale à celle du rayonnement incident, mais dont l'amplitude et la phase varient suivant que cette période s'écarte plus ou moins de la période propre des mouvements libres de l'électron, conformément à la théorie générale des phénomènes de résonance. Dans ces conditions l'amplitude et la phase des petites ondes émises par les électrons par rapport aux éléments correspondants de la radiation incidente varient avec la période de celle-ci. D'où le phénomène de dispersion dans lequel le rôle essentiel est joué par les périodes propres, variables d'une substance à l'autre, des oscillations qu'effectuent librement les centres électrisés autour de la position d'équilibre.

Pour une période propre déterminée, l'importance des ondes qu'émet un électron sous l'action d'un rayonnement de période et d'amplitude données, augmente avec la charge de l'électron à laquelle la force extérieure exercée par l'onde est proportionnelle et diminue avec sa masse à laquelle est inversement proportionnelle l'accélération prise. La loi théorique de dispersion fait intervenir ainsi, pour chaque période propre, le nombre de particules électrisées qui lui cor-

respondent dans chaque molécule ainsi que le rapport de leur charge à leur masse.

La comparaison des formules théoriques avec la loi expérimentale de dispersion permettra donc, non seulement la détermination des périodes propres, mais aussi pour chaque période propre, comme l'a montré Drude, celle du nombre et de la nature des particules électrisées correspondantes.

Le résultat le plus remarquable de cette comparaison est que pour toutes les substances transparentes étudiées, les périodes propres ultraviolettes font intervenir, dans chaque molécule, des électrons identiques par le rapport de leur charge à leur masse aux corpuscules cathodiques et en nombre égal au nombre des valences chimiques échangées entre les atomes qui composent la molécule.

Ainsi que le phénomène de Zeeman, la dispersion nous confirme l'existence de corpuscules cathodiques comme constituants communs à tous les atomes matériels. Une confirmation nouvelle va nous être apportée par le phénomène de polarisation rotatoire magnétique dont la découverte est due à Faraday, et que l'interprétation suivante va nous montrer connexe du phénomène de Zeeman et du diamagnétisme :

Sous l'action d'un champ magnétique extérieur, nous avons vu que, dans le cas le plus simple, les périodes propres des électrons sont modifiées, la fréquence correspondant aux mouvements circulaires étant augmentée ou diminuée de $\frac{He}{2m}$ selon le sens de circulation. D'après la théorie de la dispersion, pour une période donnée de la radiation incidente, tout changement dans la période propre doit se traduire par un changements d'indice, c'est-à-dire par un changement dans la vitesse de propagation de la phase. Il résulte qu'en présence d'un champ magnétique, deux radiations se propageant dans la direction des lignes de force du champ avec une même période, et polarisées circulairement dans des sens opposés, ne se propageront pas de la même manière, puisque l'une fera tourner les électrons dans le sens correspondant à un accroissement de fréquence propre, et l'autre dans le sens qui correspond à une diminution de cette même fréquence. On sait que cette différence entre les vitesses de la phase, pour les deux circulaires dans lesquels on peut décomposer toute radiation polarisée rectilignement, se traduit par une rotation du plan de polarisation. La formule théorique traduisant le raisonnement qui précède a permis à M. Siertsema de montrer que les électrons

auxquels est dû le pouvoir rotatoire magnétique se confondent encore avec les corpuscules cathodiques.

Avant de voir comment le rayonnement peut nous renseigner, non seulement sur le rapport de la charge à la masse, mais encore sur la valeur absolue de la charge, et par conséquent sur la masse des particules électrisées présentes dans la matière, je voudrais dire encore un mot sur les diverses vitesses que fait intervenir la propagation du rayonnement dans les milieux matériels.

Dans le vide, où la dispersion n'existe pas, une seule vitesse intervient. Une perturbation quelconque s'y propage sans déformation à raison de 300 000^{km} par seconde. Dans la matière, au contraire, nous avons déjà distingué deux vitesses : celle du front de l'onde et celle de la phase. Le front se propage avec la même vitesse que dans le vide, mais avec une amplitude si rapidement décroissante qu'elle devient généralement insensible après un chemin très court.

Il n'y a donc aucun espoir, dans les cas autres que ceux des rayonnements très pénétrants comme les rayons Röntgen et les rayons γ, de mettre en évidence cette propagation d'un front à travers toute matière avec la vitesse de la lumière dans le vide. Les phénomènes de réfraction ou d'interférence, qui correspondent à un régime permanent de propagation d'un train d'ondes périodiques, ne permettent d'atteindre que la vitesse de propagation de la phase.

Toute modification dans la régularité du rayonnement incident, tout changement dans l'amplitude du phénomène périodique, se propagera dans les milieux matériels avec une troisième vitesse, distincte des deux précédentes, comme l'ont montré Lord Rayleigh et M. Gouy, et qui est la vitesse de propagation de l'amplitude ou du groupe. Cette vitesse est déterminée par la loi de dispersion. C'est elle que permettent d'atteindre les mesures directes de vitesse de la lumière, comme celle imaginée par Foucault et appliquée par lui à la propagation dans divers milieux matériels.

Le bleu du ciel. — Nous avons supposé jusqu'ici la distribution des molécules dans le milieu matériel assez régulière pour que les petites ondes émises par chacune d'elles se compensent mutuellement par superposition dans les autres directions que celles de la propagation régulière. Si cette distribution est soumise, par suite de l'agitation thermique, à des irrégularités, à des fluctuations conformes aux lois du hasard, cette compensation n'aura plus lieu et il en résultera une diffusion de lumière dans toutes les directions, donnant naissance

à la coloration bleue que prend l'atmosphère traversée par la radiation solaire quand on regarde dans les directions autres que celle où cette radiation se propage, ainsi qu'à l'opalescence présentée par les fluides au voisinage d'un point critique. Dans un cas comme dans l'autre, les circonstances sont favorables à la production d'irrégularités dans la distribution des molécules. Dans les gaz, comme l'air en particulier, où le volume total est considérable par rapport à celui qu'occupent réellement les molécules, celles-ci ont la place de se mouvoir librement et de donner lieu selon les lois du hasard à des condensations et à des raréfactions locales.

Pour voir l'effet qui en résulte et prévoir les propriétés de la lumière diffusée par le ciel, prenons le cas simple où un observateur regarde dans une direction perpendiculaire à celle du rayonnement solaire. Nous pouvons décomposer la portion de celui-ci correspondant à la longueur d'onde λ en une partie polarisée rectilignement dans le plan passant par la direction de visée, et en une autre de même amplitude, puisque la radiation est naturelle, polarisée perpendiculairement à ce plan.

Pour cette seconde partie le champ électrique périodique perpendiculaire au plan de polarisation se trouve dans la direction de visée, ainsi, par conséquent, que les accélérations communiquées par lui aux électrons.

Nous avons vu qu'un électron soumis à une accélération ne rayonne rien dans la direction de celle-ci : l'observateur ne recevra donc aucun rayonnement diffusé correspondant à cette seconde partie du rayonnement solaire. L'autre partie, pour laquelle le champ électrique est perpendiculaire au plan de polarisation passant par la direction de visée et par celle ou se trouve le soleil, donnera lieu à des accélérations et par suite à un champ électrique dans la direction de visée, pour les petites ondes rayonnées par les électrons. Tous ces champs émis individuellement par les électrons présents dans les molécules d'air auront donc la même direction, mais des sens variables à un même instant avec la distance de ces mêmes électrons à l'œil de l'observateur. S'ils ne se compensent pas, en raison des irrégularités de distribution des molécules, leur résultante aura nécessairement leur direction commune, c'est-à-dire que la lumière venant du ciel dans une direction perpendiculaire à celle du soleil doit être polarisée dans le plan qui passe par la direction de visée et par celle ou se trouve le soleil. C'est bien ce que donne l'expérience. De même la théorie prévoit, conformément aux faits, une polarisation partielle de la lu-

mière du ciel dans les directions obliques à celles du rayonnement solaire.

Comparons l'énergie rayonnée dans la direction de visée par les électrons contenus dans les N molécules d'un élément de volume, à celle qu'ils rayonnent dans la direction principale de propagation. Dans cette dernière direction, les petites ondes sont cohérentes, leurs champs électriques sont tous égaux entre eux, leur somme est proportionnelle à N et, par conséquent, l'énergie rayonnée, proportionnelle au carré du champ, est proportionnelle à N^2; dans la direction de visée les petites ondes qui arrivent ont même amplitude, mais des phases distribuées au hasard de la distribution des molécules. La loi des probabilités montre que la valeur la plus probable pour la somme de N éléments égaux, mais de signes distribués au hasard, est proportionnelle à $\sqrt{N}$. L'énergie rayonnée dans cette direction, encore proportionnelle au carré de l'amplitude, sera donc proportionnelle à N. D'où ce résultat important que le rapport entre l'éclat du ciel et celui du soleil est proportionnel à $\frac{N}{N^2}$, c'est-à-dire en raison inverse du nombre de molécules contenues dans une masse déterminée de gaz. La comparaison expérimentale des deux éclats du soleil et du ciel donne donc un moyen imprévu d'atteindre la structure moléculaire de la matière; la lumière diffusée par le ciel doit être d'autant plus intense que le grain moléculaire est plus grossier, c'est-à-dire que le nombre N est plus petit. Les valeurs obtenues par ce procédé pour la constante d'Avogadro, pour le nombre des molécules dans une molécule-gramme, sont bien d'accord avec celles que fournissent les autres procédés. La lumière diffusée par le ciel, donnant le nombre d'Avogadro, donne par là même la charge atomique, c'est-à-dire la charge e d'un électron.

Enfin il est facile de voir que la proportion de la lumière solaire diffusée par le ciel varie en raison inverse de la quatrième puissance de la longueur d'onde et est, par conséquent, beaucoup plus importante dans l'extrémité bleue que dans les régions moins réfrangibles du spectre, de sorte que le bleu prédomine dans la radiation diffusée.

Représentons par $A \sin 2\pi\nu t$ le champ électrique d'une radiation incidente de fréquence ν, en un point déterminé du milieu. L'énergie de cette radiation incidente est proportionnelle au carré A^2 de l'amplitude du champ électrique. Agissant sur un électron lié à une position d'équilibre, ce champ détermine un déplacement proportionnel à son intensité, dans la mesure au moins où l'inertie de

UNIVERSITAS

l'électron ne joue pas de rôle appréciable, c'est-à-dire où la période propre du mouvement de l'électron est courte par rapport à celle de la radiation. C'est le cas pour l'air, dont la loi de dispersion ne fait intervenir que des périodes propres situées très loin dans l'ultraviolet, et c'est le cas, de manière plus générale, pour les substances qui, comme l'air, vérifient pour la période de radiation considérée la relation d'égalité indiquée par Maxwell entre le pouvoir inducteur spécifique et le carré de l'indice de réfraction.

Si le déplacement est proportionnel à la valeur actuelle du champ $A \sin 2\pi\nu t$, l'accélération du mouvement de l'électron, donnée par la dérivée seconde du déplacement par rapport au temps, est proportionnel à $A\nu^2$. L'énergie diffusée dans une direction oblique sera, pour une distribution donnée des molécules, proportionnelle au carré de l'accélération, c'est-à-dire à $A^2\nu^4$. Le rapport de l'énergie diffusée à l'énergie incidente est donc proportionnel à la quatrième puissance de la fréquence, c'est-à-dire en raison inverse de la quatrième puissance de la longueur d'onde.

La théorie nous permet ainsi d'expliquer qualitativement et quantitativement tous les caractères de la lumière diffusée par le ciel, comme état de polarisation, comme intensité et comme composition spectrale.

Le rayonnement thermique. — Nous allons trouver un moyen nouveau d'atteindre la charge individuelle du grain d'électricité en étudiant la composition spectrale du rayonnement noir. Nous nous y heurterons aussi à des difficultés sous une forme plus nette encore que dans le cas du phénomène de Zeeman.

On sait, depuis Kirchhoff, qu'à l'intérieur d'une enceinte en équilibre thermique se propagent dans toutes les directions des radiations dont l'intensité pour chaque longueur d'onde est indépendante de la matière qui constitue les parois de l'enceinte. Ce résultat, exigé par la Thermodynamique, impose une relation entre les pouvoirs émissif et absorbant de la matière pour chaque longueur d'onde de la radiation. L'établissement de l'équilibre de rayonnement, avec une densité finie d'énergie pour chaque région du spectre, exige en effet que la matière présente dans l'enceinte puisse à la fois émettre et absorber les radiations correspondantes. L'émission sans absorption impliquerait une accumulation indéfinie et l'absorption sans émission une disparition progressive d'énergie. Quand l'une et l'autre existent à la fois, un régime permanent s'établit, soumis à la condition que le

rayonnement émis pendant un temps donné compense exactement le rayonnement absorbé, et ceci pour chaque étendue si petite qu'elle soit du spectre. Le rayonnement présent quand cet équilibre est atteint est naturellement d'autant plus intense que le pouvoir émissif est plus grand et le pouvoir absorbant plus faible; de manière plus précise, la densité d'énergie rayonnante est déterminée par le rapport du pouvoir émissif au pouvoir absorbant. Il est donc nécessaire, pour que le rayonnement thermique puisse être indépendant de la nature de la substance, que le rapport du pouvoir émissif au pouvoir absorbant pour chaque longueur d'onde soit le même pour tous les corps à la même température.

Chaque mécanisme capable de nous donner une représentation des échanges d'énergie entre la matière et l'éther par émission et absorption de rayonnement doit nous permettre de calculer les pouvoirs émissifs et absorbants qui lui correspondent et, par conséquent, de prévoir l'intensité du rayonnement thermique dans une enceinte en équilibre de température. Et le résultat doit être indépendant du mécanisme considéré.

La présence d'électrons libres, tels que ceux auxquels les métaux doivent leur conductivité, nous fournit un mécanisme simple d'émission et d'absorption. Si nous admettons qu'à une température donnée les électrons présents dans le métal s'agitent, conformément aux principes généraux de la théorie cinétique, avec une force vive moyenne égale à celle d'une molécule gazeuse à la même température, et si, d'autre part, chaque électron subit des chocs continuels contre les atomes du métal, les accélérations qui correspondent à ces chocs se traduisent par une émission de rayonnement conformément à la loi générale qui relie l'émission des ondes à l'accélération. Nous connaissons donc le rayonnement global émis par une lame métallique, grâce aux électrons libres qu'elle renferme, et nous pouvons, en décomposant ce rayonnement par la méthode de Fourier, calculer pour chaque longueur d'onde le pouvoir émissif de la lame à la température considérée.

Ce calcul a été fait par Lorentz pour les radiations dont la période est longue par rapport à la durée moyenne du libre parcours des électrons entre deux chocs. Le pouvoir émissif obtenu fait intervenir le nombre des électrons par unité de volume, leur vitesse, et cette durée moyenne du libre parcours.

Le pouvoir absorbant de la lame, d'autre part, tient à ce que, comme nous l'avons déjà vu, le champ électrique présent dans une

onde incidente agite les électons libres dans le métal, y produit des courants, et l'accroissement de violence des chocs qui en résulte échauffe le métal aux dépens de l'énergie incidente. Le pouvoir absorbant est déterminé par la conductibilité du métal, calculable aussi à partir du nombre des électrons libres, de leur vitesse moyenne d'agitation, et de leur libre parcours.

Les éléments variables avec la nature du métal disparaissent, comme le veut la Thermodynamique, quand on fait le quotient du pouvoir émissif par le pouvoir absorbant pour une même longueur d'onde λ; et l'on en déduit, pour la densité en volume de l'énergie rayonnante comprise entre deux longueurs d'onde λ et $\lambda + d\lambda$, à l'intérieur d'une enceinte en équilibre thermique à la température T

$$\frac{8\pi RT}{N\lambda^4}\,d\lambda, \tag{5}$$

R étant la constante des gaz parfaits pour une molécule-gramme et N la constante d'Avogadro. La loi ainsi obtenue, connue sous le nom de *loi de Rayleigh-Jeans*, est bien conforme aux faits pour les grandes longueurs d'onde; elle représente bien le rayonnement thermique dans l'infra-rouge. La comparaison de la formule avec l'expérience permet par conséquent une détermination du nombre N et par suite de la charge de l'électron *e*.

Il est remarquable que les mesures d'intensités du rayonnement thermique émises par une enceinte en équilibre de température permettent d'atteindre aussi directement la grandeur absolue du grain d'électricité.

Le raisonnement qui précède nous permet de comprendre la raison de ce fait. Les accélérations des électrons présents dans un métal sont déterminées par l'agitation thermique dont l'intensité, entièrement définie par la température, est indépendante de la charge portée par l'électron. L'énergie rayonnée, d'après la formule (4), variera avec la charge *e* proportionnellement au carré de celle-ci. Toutes choses égales d'ailleurs, le pouvoir émissif du métal est donc proportionnel au carré de la charge individuelle des électrons qu'il contient. D'autre part la conductibilité du métal, à laquelle le pouvoir absorbant est proportionnel, varie comme la charge de l'électron, c'est-à-dire comme la force exercée sur lui par le champ électrique qui produit le courant. Le rapport du pouvoir émissif au pouvoir absorbant, et par suite la densité du rayonnement thermique, est donc proportionnel à la charge individuelle des électrons, à la charge

atomique, c'est-à-dire inversement proportionnel au nombre d'Avogadro.

Le fait, exigé par la Thermodynamique, que la densité du rayonnement est indépendante pour une même température de la matière qui constitue l'enceinte, exige par conséquent que les électrons libres aient la même charge quelle que soit la matière qui les contient. L'équilibre thermodynamique ne serait pas possible s'il en était autrement.

Malheureusement l'accord entre l'expérience et la théorie cesse quand on passe aux courtes longueurs d'onde ou plus exactement aux petites valeurs du produit λT, de la longueur d'onde par la température. En effet, en appliquant des méthodes de mécanique statistique plus générales que celle fondée sur l'examen de l'émission et de l'absorption par des électrons libres, on a pu démontrer que la théorie électromagnétique, jointe à l'hypothèse des électrons sous la forme de Lorentz, prévoit pour toutes les longueurs d'ondes la densité de rayonnement donnée par la formule (5). Ce résultat est en contradiction évidente avec les faits. D'abord il prévoit une densité d'énergie dans le spectre constamment croissante vers les courtes longueurs d'onde, et de plus, en l'étendant à toutes les longueurs d'onde depuis l'infini jusqu'à zéro, on prévoit pour le spectre entier une densité infinie d'énergie du rayonnement thermique à toute température.

L'expérience montre au contraire que la densité d'énergie dans le spectre passe par un maximum pour une longueur d'onde inversement proportionnelle à la température absolue d'après la loi de Wien, et nous savons bien que l'énergie totale du rayonnement à l'intérieur d'une enceinte en équilibre thermique est finie.

Ces difficultés, que Planck a tenté de résoudre par l'introduction des *quanta* d'énergie, et sur lesquelles M. Bauer reviendra dans une prochaine conférence, semblent bien montrer que nous ignorons encore les lois véritables qui régissent le mouvement des électrons à l'intérieur des atomes. Aucun doute n'existe cependant au sujet de leur existence même et des lois de leur mouvement à l'état libre.

D'ailleurs, le fait que les difficultés apparaissent seulement pour les formes les plus complexes du phénomène de Zeeman et pour les courtes longueurs d'onde dans la théorie du rayonnement thermique, montre que les électrons sont effectivement les intermédiaires entre la matière et le rayonnement, mais que des lois essentielles de leur liaison avec les atomes nous échappent encore.

LA DYNAMIQUE ÉLECTROMAGNÉTIQUE.

Nous avons déjà remarqué le parallélisme qui existe entre les phénomènes de self-induction et l'inertie, la self-induction du courant de convection donnant lieu à des réactions qui ressemblent étroitement à celles de l'inertie. Cette analogie peut être envisagée à deux points de vue différents : celui des échanges d'énergie et celui des réactions par l'intermédiaire desquelles ces échanges s'effectuent.

Au point de vue énergétique, nous savons qu'une particule électrisée en mouvement dont la vitesse v est suffisamment petite par rapport à celle de la lumière s'entoure d'un champ magnétique représentant une énergie proportionnelle au carré de la vitesse tandis que le champ électrique reste le même qu'au repos.

Pour mettre la particule en mouvement, il est donc nécessaire de lui fournir, du fait qu'elle est électrisée, une énergie égale à celle du champ magnétique apparu et proportionnelle au carré de la vitesse. Inversement, cette énergie doit être restituée au moment de l'arrêt.

La charge électrique de la particule lui donne ainsi la capacité d'emmagasiner, quand on la met en mouvement, une énergie variable avec la vitesse de la même manière qu'une énergie cinétique. Autrement dit, la particule possède une masse électromagnétique comme conséquence du fait qu'elle est électrisée. Cette masse électromagnétique peut s'ajouter à l'inertie d'autre nature que la particule possède en dehors d'elle ou exister seule, comme c'est le cas très probablement pour les corpuscules cathodiques : ces corpuscules sont inertes simplement parce qu'ils sont électrisés.

Un calcul facile montre que, pour une particule électrisée dont la charge e est distribuée uniformément sur la surface d'une sphère de rayon a, l'énergie du champ magnétique a pour valeur, en unités électromagnétiques C.G.S.,

$$\frac{e^2}{3a} v^2.$$

L'assimilation de cette énergie liée au mouvement à une énergie cinétique $\frac{1}{2} m v^2$ donne pour la masse électromagnétique correspondante

$$m_0 = \frac{2e^2}{3a}.$$

Ce que nous savons sur la relation entre le rayonnement émis par

une particule en mouvement non uniforme et l'accélération de ce mouvement nous permet de préciser beaucoup le mécanisme des phénomènes d'inertie, au moins pour la partie électromagnétique.

Supposons qu'à l'instant t la particule ait été depuis longtemps en mouvement uniforme avec la vitesse v. A toute distance, le champ magnétique qui l'entoure est celui qui correspond à cette valeur de la vitesse, et l'ensemble de sa distribution représente une énergie égale au total à $\frac{e^2}{3a} v^2$.

Si, à l'instant t, la particule subit un accroissement de vitesse, il est nécessaire que le sillage tout entier soit remanié et que le champ magnétique prenne à toute distance la valeur correspondante à la nouvelle vitesse, si celle-ci doit rester constante.

Ceci ne peut pas se faire instantanément puisque la modification du sillage ne peut se propager dans l'éther qu'avec la vitesse de la lumière à partir du centre électrisé qui subit l'accélération.

L'onde d'accélération émise par le centre au moment du changement de vitesse a précisément pour rôle de produire à distance ce remaniement du sillage, d'informer les régions éloignées du changement de vitesse subi par le centre. Elle apporte, en s'élargissant progressivement et en balayant ainsi tout l'espace, l'énergie nécessaire dans chaque région du sillage à l'accroissement d'intensité du champ magnétique exigé par le changement de la vitesse du centre.

Le calcul montre aisément que cette onde d'accélération emporte au départ, en quittant le centre, non seulement son énergie propre $\frac{2}{3V} e^2 \gamma^2 \, dt$ qu'elle transporte à l'infini sous forme de rayonnement, mais encore, par suite de sa superposition au sillage, une énergie égale à l'accroissement d'énergie cinétique. Elle distribue en route cette dernière portion, trouvant devant elle le sillage ancien et laissant derrière elle le sillage nouveau tel qu'il correspond à la nouvelle vitesse.

L'onde d'accélération nous apparaît ainsi comme l'intermédiaire par lequel, à la suite d'un changement de vitesse, la particule électrisée modifie de proche en proche son sillage autour d'elle avec la vitesse de la lumière.

La force extérieure qui agit sur la particule et produit le changement de vitesse doit donc fournir à l'onde d'accélération, au moment du départ de celle-ci, non seulement l'accroissement d'énergie cinétique, mais encore l'énergie rayonnée, comme un tribut payé à cette onde auxiliaire pour le service rendu.

Dans les circonstances ordinaires, d'ailleurs, l'énergie rayonnée est tout à fait minime par rapport au changement d'énergie cinétique, et la modification aux lois ordinaires de la mécanique résultant de l'existence du rayonnement est le plus souvent tout à fait négligeable.

L'analyse qui précède montre combien est complexe en réalité le phénomène de l'inertie considéré autrefois comme une propriété fondamentale et simple de la matière. La conception actuelle a ceci de remarquable qu'elle montre solidaires et connexes des phénomènes aussi différents au premier abord que ceux de l'inertie, de l'électromagnétisme et du rayonnement.

En nous plaçant maintenant au second point de vue, celui des réactions qu'exerce la particule contre un changement de vitesse, nous allons voir encore jouer un rôle essentiel à l'onde d'accélération rayonnée.

Au moment d'un changement de vitesse, chacun des éléments dans lesquels on peut décomposer la charge d'un électron émet une onde et le passage de celle-ci sur les autres éléments de charge produit sur eux des forces d'origine électromagnétique.

Le calcul montre que l'ensemble de toutes les petites forces ainsi engendrées n'est pas équivalent à zéro. Dans le cas simple d'un électron sphérique cet ensemble admet une résultante unique qui comporte comme terme principal

$$-\frac{2e^2}{3a}\gamma,$$

c'est-à-dire précisément la force d'inertie de la mécanique ordinaire, égale et opposée au produit de la masse électromagnétique m_0 par l'accélération, et par l'intermédiaire de laquelle la particule emprunte aux actions extérieures qui s'exercent sur elle pour changer sa vitesse l'énergie nécessaire au remaniement de son sillage, l'accroissement de son énergie cinétique.

Un terme complémentaire existe par l'intermédiaire duquel l'énergie rayonnée est empruntée aussi aux actions extérieures : c'est la réaction de rayonnement que laisse de côté la Dynamique classique.

Quand l'accélération ne varie pas trop vite en fonction du temps, cette réaction de rayonnement a pour valeur

$$\frac{2e^2}{3V}\frac{d\gamma}{dt}.$$

Elle est généralement très petite par rapport à la force d'inertie.

A ce point de vue déjà, les équations ordinaires de la dynamique, où ne figurent ni la réaction de rayonnement ni l'énergie rayonnée qui lui correspond, nous apparaissent comme une première approximation, suffisamment exacte en général à cause de la grandeur de la vitesse de la lumière V qui figure au dénominateur dans l'expression de la réaction de rayonnement et dans celle de l'énergie rayonnée. Nous retrouverions rigoureusement la Mécanique ordinaire si cette vitesse de propagation était infinie, si le changement de vitesse du centre électrisé se transmettait instantanément jusqu'aux régions les plus éloignées du sillage, si les champs électrique et magnétique produits par la particule prenaient instantanément à toute distance les valeurs déterminées par sa vitesse actuelle.

La première différence entre la dynamique électromagnétique et la dynamique classique, différence caractérisée par la superposition de la réaction de rayonnement à la force d'inertie, ou de l'énergie rayonnée à l'accroissement d'énergie cinétique, a donc pour raison profonde la vitesse finie de propagation des perturbations dans le milieu, le fait que la modification du sillage exigée par tout changement de vitesse de la particule se propage de proche en proche à partir de celle-ci, que l'inertie de la matière n'est pas un phénomène instantané.

C'est la même raison qui se trouve à la base de toutes les divergences que nous allons trouver entre la nouvelle mécanique et l'ancienne et qui les rend vraiment inconciliables; c'est elle qui exige, comme nous le verrons à propos du principe de relativité, jusqu'au remaniement des notions primitives de l'espace et du temps.

On voit combien lointaines et profondes apparaissent maintenant les conséquences de la révolution introduite par Faraday lorsqu'il rejeta la notion d'action immédiate à distance et porta l'attention sur le rôle joué par le milieu. L'existence d'une vitesse finie de propagation dans ce milieu était implicitement contenue dans les conceptions de Faraday limitées d'abord aux phénomènes électriques et magnétiques. Maxwell dégagea cette conséquence et montra que la vitesse caractéristique était égale à celle de la lumière. Ainsi fut réalisée la conquête de l'optique par la théorie électromagnétique; grâce à l'introduction du grain d'électricité par Lorentz, cette conquête s'étend aujourd'hui à la Mécanique et pénètre, pour les modifier, jusqu'aux notions fondamentales de l'espace et du temps.

La possibilité, indiquée pour la première fois par J.-J. Thomson en 1881, de donner comme nous venons de le voir une interprétation

électromagnétique de l'inertie dans le cas des vitesses petites par rapport à celle de la lumière, a fait espérer qu'on pourrait constituer une dynamique purement électromagnétique et expliquer, comme, Maxwell l'avait fait pour la lumière, tous les phénomènes physiques en prenant comme base unique les propriétés électromagnétiques de l'éther et des centres électrisés constituant la matière. Cet espoir a semblé tout d'abord se réaliser complètement.

L'analogie, rappelée plus haut, entre les phénomènes de self-induction ou d'induction mutuelle et ceux de l'inertie avait été reconnue par Maxwell et l'avait conduit à une tentative opposée à la nôtre : ayant constaté que les équations des courants induits pouvaient être mises sous une forme exactement semblable à celle introduite par Lagrange en Mécanique, il en avait conclu qu'il était possible de donner une explication mécanique des phénomènes électromagnétiques.

Des tentatives nombreuses ont été faites pour résoudre le problème ainsi posé par Maxwell et dont il avait cru la solution possible, pour donner, en partant des lois de la Mécanique, considérées comme les plus simples et les plus fondamentales, une représentation précise des propriétés de l'éther et de l'électricité. Toutes ces tentatives ont échoué. On a reconnu depuis quelques années seulement, à propos du principe de relativité, qu'il en devait être ainsi pour une raison profonde : les équations de la Mécanique classique d'une part et celles qui représentent les propriétés électromagnétiques de l'éther d'autre part sont en réalité inconciliables, contrairement à ce qu'avait cru Maxwell, parce qu'elles n'admettent pas le même groupe de transformations, parce que les unes et les autres ne se conservent pas pour les mêmes transformations de l'espace et du temps. Les notions d'espace et de temps qui sont à la base de la Mécanique ne sont pas compatibles avec la théorie électromagnétique; autrement dit la mécanique suppose instantanés les effets d'inertie, les échanges d'action et de réaction à distance dont l'Électromagnétisme exige la propagation avec la vitesse de la lumière.

Cette divergence profonde, source de toutes les autres, disparaît précisément dans le cas considéré par Maxwell : les équations par lesquelles on exprime d'ordinaire les lois d'induction des courants ne sont exactes qu'en première approximation et ne s'appliquent qu'à des courants lentement variables parce qu'elles négligent les phénomènes de propagation d'ondes hertziennes et les rayonnements d'énergie liés aux variations des courants. Ces équations des courants

induits laissant de côté précisément ce par quoi les équations exactes de l'Électromagnétisme se différencient de celles de la Mécanique, elles doivent se trouver d'accord avec ces dernières, comme l'avait constaté Maxwell. Cet accord disparaît quand on remonte aux lois rigoureuses de l'électromagnétisme telles que je les ai rappelées au début, sous la forme qui implique la propagation de toute perturbation avec la vitesse finie de la lumière; l'interprétation mécanique de ces lois s'est montrée et devait se montrer impossible.

Mais s'il est impossible d'éliminer de l'électromagnétisme la propagation avec la vitesse de la lumière, qui en est un caractère essentiel et qui lui a permis de conquérir l'optique, il est au contraire possible de modifier la mécanique, comme nous venons de le voir sous une première forme à propos de l'inertie, de manière à la concilier avec les lois de l'Électromagnétisme, considérées comme plus simples et admises comme base d'explication. Les équations de la Dynamique classique, établies pour le cas des faibles vitesses ou accélérations, n'apparaissent plus que comme une première approximation, légitime dans ce domaine où les phénomènes de rayonnement ne jouent aucun rôle, mais doivent être modifiées quand le rayonnement intervient de manière importante.

On s'est trouvé conduit ainsi à renverser le problème posé par Maxwell et à tenter l'édification d'une dynamique électromagnétique dont la Dynamique ordinaire ne serait qu'une approximation obtenue en supposant infinie la vitesse de propagation égale en réalité à la vitesse de la lumière. L'énormité de celle-ci rend l'approximation légitime d'ordinaire.

Le principe d'Hamilton généralisé. — La marche que nous avons suivie plus haut, dans notre interprétation de l'inertie, peut ne pas sembler entièrement rigoureuse : elle prétend aboutir à une théorie électromagnétique de la Mécanique, mais la notion de force y est utilisée, autrement il est vrai que sous sa forme dynamique et telle qu'on la peut définir sans avoir recours aux lois de l'inertie qu'il s'agit d'expliquer. Il paraît cependant désirable de prendre, pour bases de la dynamique nouvelle que nous voulons constituer, uniquement des notions électromagnétiques et cinématiques indépendantes de toute considération de force et d'inertie. Remarquons d'ailleurs, pour la rigueur logique, que les notions fondamentales de champs et de charges peuvent être introduites par voie purement statique sans faire intervenir la notion dynamique d'inertie, ni les lois du mouvement.

Le point de départ le plus simple pour la dynamique nouvelle résulte d'une généralisation ou plutôt d'une transposition électromagnétique du principe d'Hamilton, analogue au principe de moindre action.

L'énoncé du principe d'Hamilton en dynamique est le suivant : Si un système matériel admet une énergie potentielle U et si T est son énergie cinétique, la manière dont le système évolue suivant les lois de la mécanique, entre deux instants t_0 et t_1 pour chacun desquels la configuration du système est donnée, possède la propriété de rendre minimum l'intégrale

$$\int_{t_0}^{t_1} (U - T)\, dt.$$

Lord Kelvin avait déjà remarqué que la distribution du champ électrostatique autour de charges données satisfait à la condition de représenter dans le diélectrique l'énergie minimum compatible avec la présence des charges. Les lois plus générales de Maxwell et de Hertz, qui régissent la présence simultanée des champs électrique et magnétique, satisfont à une condition de minimum analogue : si l'on suppose donné un système de charges électriques, non plus seulement en repos, mais en mouvement donné entre deux instants t_0 et t_1, la manière dont se distribuent dans l'espace environnant les champs électrique et magnétique au cours du temps satisfait à la condition de rendre minimum l'intégrale

$$I = \int_{t_0}^{t_1} (W_e - W_m)\, dt,$$

W_e représente l'énergie du champ électrique $\int \frac{K_0 h^2}{8\pi} dv$ et W_m l'énergie magnétique $\int \frac{\mu_0 H^2}{8\pi} dv$.

Pour obtenir les lois de la Dynamique nouvelle, il suffit d'étendre ce principe, non seulement aux variations possibles dans la distribution des champs, mais encore aux variations possibles du mouvement des charges que nous avons jusqu'ici supposé donné. Si l'on suppose données uniquement les distributions aux instants initial et final t_0 et t_1 des particules électrisées qui constituent les charges, et si l'on cherche quels doivent être dans l'intervalle leurs mouvements pour que l'intégrale I soit minimum, on trouve des lois de mouvement qui dans le cas des faibles vitesses et des variations lentes ont exactement la forme des lois ordinaires de la Dynamique, mais qui pour les grandes

vitesses ou les accélérations rapides s'en écartent de manière d'autant plus importante que les vitesses s'approchent davantage de celle de la lumière.

Il est cependant nécessaire, dans le calcul de ce minimum, de faire une hypothèse sur la manière dont chaque électron, chaque particule électrisée se comporte quand sa vitesse change. L'hypothèse la plus simple avait semblé à M. Max Abraham, lorsqu'il a développé systématiquement pour la première fois une dynamique électromagnétique, être celle qui suppose la rigidité absolue de l'électron, qui lui attribue une forme invariable au cours de son mouvement. C'est là une hypothèse cinématique, faisant intervenir uniquement des considérations d'espace et de temps, et qu'il a semblé tout d'abord légitime d'introduire à la base d'une nouvelle dynamique.

Aux faibles vitesses, les résultats sont ceux que nous avons déjà obtenus à propos de l'inertie et sont communs d'ailleurs à toutes les formes de la dynamique électromagnétique : la force d'inertie prend sa forme ordinaire, produit de l'accélération par une masse constante déterminée par la charge et la forme de l'électron; il s'y ajoute seulement une réaction de rayonnement.

Les masses longitudinale et transversale. — Quand la vitesse s'approche de celle de la lumière, et que ses variations sont relativement lentes en fonction du temps, il subsiste dans la réaction qu'oppose la particule au changement de vitesse une force d'inertie, un terme proportionnel à l'accélération, mais le coefficient de proportionnalité, au lieu d'être constant comme aux faibles vitesses, varie avec la vitesse et de manière différente suivant la direction de l'accélération par rapport à celle du mouvement. Dans le cas le plus simple, celui de l'électron sphérique, on doit ainsi distinguer deux masses fonctions toutes deux de la vitesse : la masse longitudinale, quotient de la force d'inertie par l'accélération lorsque celle-ci est parallèle au mouvement, et la masse transversale qui correspond au cas où l'accélération est normale à la trajectoire. Le premier cas correspond pour la vitesse au changement de grandeur sans changement de direction et le second au changement de direction sans changement de grandeur, à la déviation du mouvement.

Ce que nous avons dit sur la distribution des champs dans le sillage d'une particule aux grandes vitesses peut aider à comprendre la nécessité d'introduire une masse fonction de la vitesse. Nous avons vu qu'il se superpose au champ électrostatique de la particule en

mouvement un champ électrique induit par les variations de champ magnétique qui résultent du passage de la particule. Il en résulte que l'énergie supplémentaire, contenue dans le sillage en raison du mouvement, cesse d'être proportionnelle au carré de la vitesse et augmente indéfiniment à mesure que cette vitesse s'approche de celle de la lumière.

La force d'inertie par laquelle s'emprunte aux actions extérieures l'énergie correspondante aux variations du sillage doit donc cesser d'être proportionnelle à l'accélération avec un coefficient constant. Le coefficient devient fonction de la vitesse et le calcul montre qu'il se confond avec la masse longitudinale déduite de l'application du principe d'Hamilton généralisé.

La formule obtenue par M. Max Abraham, pour la masse transversale d'un électron sphérique indéformable, a semblé tout d'abord recevoir une confirmation éclatante par les belles expériences de M. Kaufmann sur la déviation des rayons β du radium dans les champs électrique et magnétique.

La comparaison des deux déviations électrique et magnétique permet, dans ce cas comme dans celui des rayons cathodiques, de mesurer le rapport de la charge à la masse de la particule, ainsi que sa vitesse. On conçoit d'ailleurs que seule intervient ici la masse transversale, celle qui correspond à la déviation, puisque les forces électrique et magnétique sont normales à la vitesse dans ces expériences.

Le résultat a montré que, conformément aux prévisions théoriques, le rapport de la charge à la masse diminue quand la vitesse augmente; l'accord quantitatif était assez bon, au degré de précision des mesures, pour sembler fournir une confirmation des vues de M. Max Abraham et pour justifier l'espoir d'édifier une représentation des phénomènes physiques sur une base purement électromagnétique.

L'électron de Lorentz. — Peu de temps après, Lorentz a montré que l'hypothèse de l'électron rigide est incompatible avec le résultat négatif des expériences tentées pour manifester le mouvement d'ensemble d'un système comme la Terre par rapport au milieu qui transmet les actions électromagnétiques. Le principe de relativité qui résume et traduit l'ensemble de ces résultats exige, comme l'a montré Lorentz, que l'électron se déforme quand sa vitesse varie, qu'il s'aplatisse dans la direction du mouvement d'autant plus que sa vitesse est plus grande, les dimensions perpen-

diculaires à cette vitesse n'étant pas modifiées. Dans ces conditions, les masses longitudinale et transversale sont représentées en fonction de la vitesse par des expressions beaucoup plus simples que dans le cas de l'électron rigide. Si m_0 représente la masse initiale, celle qui intervient aux faibles vitesses, la masse transversale m_t pour la vitesse v est donnée par

$$m_t = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{V^2}}}.$$

En dehors du fait que cette loi de variation de la masse est la seule, conciliable avec le résultat négatif des expériences tentées pour mettre en évidence le mouvement absolu, le perfectionnement des mesures du rapport de la charge à la masse pour les particules β du radium a permis d'en obtenir une vérification directe.

L'introduction d'un électron déformable oblige à introduire d'autres formes d'énergie que celles présentes dans les champs électrique et magnétique. Pour chaque valeur de la vitesse, en effet, M. Poincaré a montré que la forme aplatie exigée par le principe de relativité résulte d'un équilibre entre les actions électromagnétiques qui tendent à disperser la charge de l'électron et une pression constante, indépendante de la vitesse, exercée du dehors sur la surface de l'électron et tendant à le contracter. Dans ces conditions, la forme d'équilibre varie avec la vitesse de la manière exigée par la théorie mais à condition de faire intervenir des actions telles que cette pression, capables d'équilibrer les actions électromagnétiques et d'autre origine qu'elles. Dans son électron rigide, M. Max Abraham remplaçait ces actions par des liaisons assurant la conservation de la forme à toutes les vitesses, mais sans qu'une forme nouvelle d'énergie leur corresponde puisque aucune déformation n'avait lieu.

La théorie de la relativité montre, comme on le verra d'autre part, que l'hypothèse de l'électron rigide n'était pas conciliable avec les lois de l'Électromagnétisme auxquelles on l'a superposée : elle fait intervenir en effet la cinématique ancienne, avec les notions d'espace et de temps telle que les exige la Mécanique classique, tandis que l'Électromagnétisme, pour rester d'accord avec le principe de relativité, exige une cinématique nouvelle dans laquelle disparaît la notion même du solide indéformable. L'électron de M. Max Abraham ne pouvait donc pas se concilier avec le principe de relativité et l'Électromagnétisme à la fois.

Bien que nous devions renoncer au but primitif de la dynamique électromagnétique et qu'il soit nécessaire d'admettre d'autres modes d'action que les forces exercées par les champs électrique et magnétique sur les charges, la découverte du principe de relativité a cependant montré que toutes ces actions, quelle que soit leur nature, doivent se transformer, quand on passe d'un système de référence à un autre, exactement de la même manière que les actions électromagnétiques, autrement dit que les équations par lesquelles s'expriment toutes les lois de la Physique doivent admettre le même groupe de transformations que les équations de l'Électromagnétisme. En particulier, l'inertie, qu'elle soit ou non d'origine électromagnétique, doit se comporter toujours de la même manière et varier avec la vitesse comme Lorentz l'a prévu et comme l'expérience l'a vérifié sur les rayons β du radium. La nouvelle Dynamique ne peut être développée de manière cohérente qu'en se plaçant au point de vue du principe de relativité.

Conclusion. — En partant du fait expérimental de la structure granulaire des charges électriques et en appliquant tout d'abord aux grains d'électricité les lois ordinaires de la Mécanique, nous avons obtenu l'interprétation d'un nombre immense de faits d'électromagnétisme et d'optique. Puis nous avons vu qu'il était nécessaire de constituer une dynamique nouvelle dans laquelle les lois électromagnétiques jouent un rôle fondamental.

Chemin faisant nous avons vu des difficultés apparaître tenant à ce que l'électron ne doit pas, lorsqu'il se meut à l'intérieur des atomes, obéir exactement aux mêmes lois que dans son mouvement libre. Nous ignorons encore la structure et les lois de l'édifice atomique, mais nous savons que des électrons sont présents et qu'ils jouent un grand rôle. Les difficultés de la loi du rayonnement, la complexité non encore expliquée des aspects que présente le phénomène de Zeeman, ne doivent pas nous faire oublier la grandeur de la synthèse déjà réalisée.

LES

QUANTITÉS ÉLÉMENTAIRES D'ÉNERGIE

ET D'ACTION,

PAR M. EDMOND BAUER.

1. L'histoire de la Physique à la fin du XIXe siècle peut être caractérisée par le développement de deux théories : d'une part la théorie moléculaire et cinétique de la matière, d'autre part la théorie des phénomènes électromagnétiques et optiques de Maxwell et Lorentz.

M. Perrin vous a parlé ici des vérifications expérimentales éclatantes de la théorie cinétique. La constitution moléculaire de la matière ne fait plus aucun doute. Il semble certain aujourd'hui que les molécules des fluides sont animées de mouvements continuels et irréguliers dont la force vive peut être mesurée par l'expérience. C'est à leurs chocs contre les parois solides qu'est due la pression; leurs rencontres entre elles, et les échanges d'énergie qui s'ensuivent permettent d'expliquer les phénomènes irréversibles, comme la viscosité et la conductibilité de la chaleur. Enfin, depuis que Maxwell, Boltzmann et Gibbs ont étudié d'une façon tout à fait générale, les lois de la Mécanique statistique, le principe de Carnot se présente sous une forme nouvelle, plus compréhensible et moins absolue: c'est une loi de probabilité valable avec d'autant plus de rigueur que les systèmes étudiés sont plus complexes.

M. Langevin vous a raconté comment s'est imposée peu à peu l'idée d'une discontinuité dans la structure de l'électricité, discontinuité liée à celle de la matière, et comment la théorie des électrons complétant celle de Maxwell, a permis d'interpréter et de relier entre eux les phénomènes classiques de l'Optique et de l'Électromagnétisme.

Les progrès de ces théories ont été si rapides, qu'il y a huit ou dix ans beaucoup de physiciens croyaient leur base inébranlable : le temps paraissait prochain où elles permettraient de réunir en un ensemble cohérent la Mécanique, l'Électricité, l'Optique et la Thermodynamique. Quelques difficultés s'étaient bien présentées déjà, mais quelques retouches de détail semblaient devoir suffir à les écarter.

Depuis, le désaccord entre la théorie et l'expérience s'est montré plus grave et plus profond qu'on pensait.

L'incertitude est venue. On a été forcé d'émettre des hypothèses nouvelles qui ne cadraient pas avec les anciennes. Il semble actuellement qu'une modification radicale de certaines de nos idées soit devenue nécessaire.

Un fait remarquable est que la difficulté la plus importante se soit présentée justement au point de rencontre de la théorie cinétique et de la théorie électromagnétique, lorsqu'il s'est agi d'étudier les échanges d'énergie entre la matière et l'éther, les phénomènes de rayonnement et les équilibres thermodynamiques qui en résultent. Mais avant d'aborder cette question, il faut rappeler quelques points essentiels de la théorie cinétique et de la théorie du rayonnement.

2. **Théorie statistique. Notion de probabilité.** — Considérons un système mécanique quelconque, dont l'état dépend d'un certain nombre n de variables indépendantes. On dit que ce système possède n degrés de liberté.

Par exemple, la position d'un point matériel est fixée lorsqu'on connaît ses trois coordonnées dans l'espace. Le point matériel est donc un système mécanique à trois degrés de liberté.

L'état d'un corps solide rigide est déterminé par la position de son centre de gravité et par son orientation, c'est donc un système à six degrés de liberté, trois longueurs et trois angles.

Si l'on considère les molécules comme des points matériels, une molécule-gramme d'un gaz possédera $3 \times 68 \times 10^{22}$ [1] degrés de liberté. Si les molécules sont des solides rigides, le nombre de degrés de liberté sera de $6 \times 68 \times 10^{22}$; enfin si les molécules sont plus complexes encore, ce nombre sera plus grand.

Cette définition étant posée, observons l'évolution d'un système mécanique, dont l'état dépend d'un grand nombre de variables indépendantes, par exemple une poudre formée par des grains blancs et

---

[1] *Voir* la Conférence de M. Perrin.

noirs et renfermée dans un flacon. Supposons qu'initialement, les grains noirs et les grains blancs soient séparés, les uns dessus, les autres dessous, et donnons au flacon des mouvements irréguliers absolument quelconques. Nous constatons que les poudres se mêlent, et qu'au bout de peu de temps la matière présente dans le flacon prend une teinte grise uniforme qui ne se modifie plus ensuite.

L'explication de ce phénomène est très simple, si l'on tient compte des probabilités : il existe pour tout système matériel une configuration *moyenne* plus probable que les autres, d'autant plus probable que le système étudié est plus compliqué.

Supposons que nous puissions reconnaître individuellement chacun des grains contenus dans notre flacon. Une configuration quelconque, où chaque grain occupe une position parfaitement déterminée, n'est ni plus ni moins probable que celle où tous les grains blancs sont au fond du vase, et tous les grains noirs au-dessus. Mais les configurations qui donnent un mélange intime des deux poudres et qui produisent par conséquent un même *aspect moyen*, sont beaucoup plus nombreuses que celles qui correspondent à une séparation nette en une région blanche et une région noire. La différence entre ces probabilités des divers états s'accentue à mesure que la complexité du système augmente. C'est ainsi que, si nous avons dans notre flacon trois ou quatre grains de chaque poudre et si nous observons pendant longtemps leurs positions mutuelles, nous constatons qu'il se produit de temps en temps une séparation complète des poudres blanche et noire; mais si nous augmentons le nombre de grains, les séparations deviennent de plus en plus rares, et finissent bientôt par ne plus se produire pendant la durée d'une expérience, même très longue [1].

Ce que nous venons de dire, pour les configurations à l'intérieur

---

[1] Supposons qu'il y ait dans notre flacon 10 grains de chaque espèce; donnons-lui un choc par seconde, de manière à modifier chaque fois l'ordre des grains. Il est aisé de voir que la séparation totale des poudres noire et blanche ne se produira, en moyenne, qu'une fois toutes les $\frac{20!}{10!\,10!} = 2.10^5$ secondes, c'est-à-dire tous les deux jours. S'il y a vingt grains de chaque couleur, les poudres ne se séparent plus que toutes les $\frac{40!}{20!\,20!} = 10^{11}$ secondes, c'est-à-dire tous les 3000 ans; enfin, s'il y a 100 grains de chaque espèce, on ne peut plus espérer observer une séparation spontanée du mélange qu'au bout du temps inconcevable de 10^{31} années. Étant donné le nombre énorme de molécules contenues dans un centimètre cube de matière, la probabilité d'un gros phénomène, contraire au principe de Carnot, est encore d'un autre ordre de petitesse.

d'un volume fixe, est valable également pour les vitesses ou les énergies, lorsqu'on se donne l'énergie totale du système étudié.

3. **Équipartition de l'énergie.** — Si le système considéré obéit aux lois de la Mécanique classique et si l'on connaît son énergie interne, on peut prévoir quelle sera sa configuration la plus probable et comment son énergie se répartira en moyenne entre les degrés de liberté.

On peut démontrer en toute rigueur le théorème suivant :

Si l'on choisit les variables indépendantes de façon que l'énergie cinétique du système se présente comme une somme de carrés, chaque terme de la somme correspondant à une variable (ce qui est toujours possible), l'énergie cinétique totale se répartit en moyenne également entre les diverses variables.

L'énergie cinétique moyenne relative à un degré de liberté quelconque est

$$w = \frac{1}{2}\frac{RT}{N}, \tag{1}$$

R, constante des gaz parfaits;
T, température absolue;
$N = 68 \times 10^{22}$.

Si le système possède également une énergie potentielle qui se présente sous la forme d'une somme de carrés (cas des vibrations élastiques), il y a également équipartition de l'énergie potentielle *entre les degrés de liberté, et l'on a*

$$w_1 = \frac{1}{2}\frac{RT}{N}. \tag{1'}$$

La démonstration de ce théorème semble absolument rigoureuse, De plus, on peut considérer les expériences de M. Jean Perrin comme une vérification de ses conséquences relatives aux mouvements de translation et de rotation de grains en suspension dans un liquide. Quelles que soient la masse et la forme d'un de ces grains l'expérience a montré que son énergie cinétique totale est égale à

$$6\frac{RT}{2N}.$$

4. **Chaleurs spécifiques.** — Appliqué aux molécules elles-mêmes, ce théorème nous fournit des données précises sur l'énergie interne

de la matière et, par suite, sur la valeur des chaleurs spécifiques. La comparaison de ces données avec l'expérience permet d'éprouver les principes de la théorie cinétique.

I. *Gaz.* — Pour calculer *a priori* la valeur des chaleurs spécifiques des différents gaz, il est nécessaire de faire des hypothèses sur la structure des molécules et, pour cela, de se laisser guider par l'expérience.

Tout d'abord, nous savons que les chocs entre les molécules d'un gaz sont très courts par rapport à la durée du libre parcours moyen; il n'y a donc, à chaque instant, qu'une partie infime des molécules qui soit en état de choc. Les actions mutuelles sont négligeables et l'énergie potentielle est nulle, en première approximation.

En ce qui concerne l'énergie cinétique, on pourrait supposer que les molécules gazeuses se comportent comme des grains en suspension dans l'eau, c'est-à-dire comme des corps solides parfaitement rigides possédant six degrés de liberté, ou bien qu'elles forment des systèmes mécaniques plus complexes encore.

Cependant l'expérience montre qu'il faut leur attribuer une constitution aussi simple que le permet leur structure chimique.

Supposons donc que les molécules des gaz monoatomiques se comportent comme des sphères rigides parfaitement polies, de manière que les chocs ne mettent en jeu aucune action tangentielle. Cette hypothèse, assez arbitraire, est cependant plausible si l'on admet que les atomes ne sont que des centres de forces. Dans ce cas, les mouvements de rotation n'interviennent pas et les molécules sont assimilables à des points matériels possédant trois degrés de liberté.

Le nombre de degrés de liberté d'une molécule-gramme sera 3 N, son énergie cinétique totale aura pour valeur $3\,N \times \frac{1}{2}\frac{RT}{N} = \frac{3}{2}RT$, et la chaleur moléculaire à volume constant sera, pour tout gaz monoatomique, indépendante de la température et égale à

$$c_m = \frac{3}{2}R = 2{,}98\,\frac{\text{cal.}}{\text{degré}}.$$

Cette prévision de la théorie se trouve extraordinairement bien vérifiée pour l'argon et le mercure. En particulier l'argon a une chaleur moléculaire constante et égale à 2,977 entre 0° et 2500°.

Les molécules diatomiques ne peuvent pas être considérées comme sphériques. Supposons qu'elles soient constituées par deux sphères parfaitement polies et liées *rigidement*, formant un solide de révolu-

tion dont l'état est déterminé par cinq paramètres, trois coordonnées et deux angles. Si cette hypothèse est exacte, la chaleur moléculaire des gaz diatomiques sera

$$c_m = \frac{5}{2} R = 4,96.$$

De même les molécules des gaz triatomiques ou polyatomiques peuvent être considérées comme des corps solides rigides possédant six degrés de liberté.

La chaleur moléculaire de ces gaz aura donc pour valeur

$$c_m = 3 R = 5,95.$$

Le Tableau suivant montre que ces relations se vérifient à peu près à la température ordinaire pour la plupart des gaz diatomiques et quelques gaz triatomiques.

Chaleur moléculaire des gaz à volume constant.

Gaz.	Valeur théorique.	Valeur réelle.	Température.
Argon.....	2,98	2,977	0°—2350°
Mercure.....	»	2,94	Ébullition
H^2.....	4,96	4,85	15° environ
O^2.....	»	4,95	»
N^2.....	»	4,90	»
CO.....	»	4,89	»
NO.....	»	4,99	»
HCl.....	»	5,08	»
HBr.....	»	4,64	»
HI.....	»	5,04	»
Cl^2.....	»	6,20	»
Br^2.....	»	6,84	»
I^2.....	»	6,52	»
H^2O.....	5,95	6,06	»
CO^2.....	»	6,59	»
SO^2.....	»	6,68	»

Remarquons immédiatement que les chaleurs moléculaires des gaz halogènes n'ont pas la valeur calculée. De plus la théorie semble se vérifier d'autant moins bien que les molécules sont plus complexes, nous reviendrons plus tard sur ces difficultés.

II. *Corps solides.* — On peut supposer qu'à l'intérieur des corps simples cristallisés, les atomes sont des sphères parfaitement polies

placées aux nœuds d'un réseau. Les seuls mouvements qu'ils peuvent effectuer sont des oscillations autour de leur position d'équilibre. Comme les élongations sont petites, les forces élastiques leur sont proportionnelles, et l'énergie potentielle se présente comme une somme de carrés. Le théorème de l'équipartition est donc applicable à l'énergie potentielle et à l'énergie cinétique.

Le nombre de degrés de liberté de chaque atome étant 3, on obtient, pour la *chaleur atomique* des éléments solides, la valeur

$$c_{at} = \frac{6}{2} R = 5,95.$$

On retrouve donc la loi de Dulong et Petit qui a rendu tant de services à la Chimie et qui s'est trouvée vérifiée d'une façon remarquable pour la plupart des éléments sauf le carbone, le silicium et le bore.

5. **Difficultés de la théorie.** — La théorie cinétique rend donc à peu près compte de la plupart des faits observés à la température ordinaire; mais tous les écarts entre la théorie et l'expérience, même les plus faibles et à plus forte raison les exceptions flagrantes, semblent difficiles à interpréter.

D'ailleurs, pour obtenir des relations qui se trouvent à peu près conformes aux faits empiriques, nous avons été forcés de faire des hypothèses très simples, mais arbitraires. A la rigueur, on pourrait comprendre pourquoi les molécules monoatomiques se comportent comme des sphères solides parfaitement polies, mais comment peut-on concevoir que les atomes d'une molécule d'oxygène, de gaz chlorhydrique ou de vapeur d'eau, soient liées d'une façon absolument rigide ? Les forces mises en jeu dans les combinaisons chimiques ne sont pas infinies, leur travail se mesure facilement et nous savons que la vapeur d'eau se dissocie en ses éléments aux hautes températures. Comment se fait-il donc que les vibrations intérieures à la molécule n'absorbent aucune énergie mesurable et n'interviennent pas dans les chaleurs spécifiques ? On ne peut pas se tirer d'affaire en disant que l'amplitude de ces vibrations reste extrêmement faible, car les forces élastiques mises en jeu sont énormes et leur travail est notable même pour un déplacement très petit. Dès que les atomes se mettent à vibrer, si peu que ce soit, le théorème de l'équipartition de l'énergie s'applique aux degrés de liberté correspondants. De plus, nous savons par l'expérience qu'il existe des systèmes oscillants à l'intérieur des molécules d'oxygène, de gaz carbonique, de vapeur

d'eau, etc., car ces corps possèdent un spectre d'absorption parfaitement défini à la température ordinaire; dès la température de 100°, la vapeur d'eau et le gaz carbonique émettent dans certaines régions de l'infrarouge, des quantités d'énergie mesurables.

Les difficultés s'aggravent encore si l'on ne se contente plus de comparer les valeurs théoriques des chaleurs spécifiques aux valeurs trouvées *à la température ordinaire.*

Examinons d'abord le cas des gaz. On sait depuis longtemps que les chaleurs spécifiques des gaz polyatomiques ne sont pas constantes, mais augmentent d'une façon absolument continue avec la température. C'est ainsi que la chaleur moléculaire de l'oxygène et de l'azote passe de 5 à 6 lorsque la température s'élève de 0° à 1400°.

Du point de vue de la théorie cinétique, on pourrait essayer d'expliquer ce fait par l'entrée en jeu successive de nouveaux degrés de liberté. Mais lorsqu'il s'agit d'imaginer un mécanisme cinétique correspondant à un accroissement continu des chaleurs spécifiques, on se heurte à des difficultés qui semblent insurmontables.

Boltzmann, auquel on doit les lois sur les chaleurs moléculaires des gaz, a vu cette difficulté et a essayé de la tourner à l'aide des hypothèses suivantes : « Les particules constituant les molécules ne sont pas liées d'une façon rigide à la façon de corps complètement indéformables; il faut plutôt regarder ces liaisons comme assez intimes pour que les oscillations de ces particules les unes par rapport aux autres ne soient pas sensiblement modifiées pendant la durée d'une mesure de chaleur spécifique : c'est seulement au bout d'un temps plus long qu'elles se mettent en équilibre thermique avec le mouvement de translation, et cela avec une lenteur telle que le fait n'est plus accessible à l'expérience » [1].

Cette explication ne semble pas valable car les mesures actuelles sont précises et ont été faites par des méthodes très variées (explosions, vitesse du son, méthode d'écoulement de Regnault, etc.); on peut donc affirmer que les chaleurs spécifiques observées ont une valeur indépendante de la durée des mesures.

De plus l'hypothèse de Boltzmann ne tient pas compte de l'existence de bandes d'absorption et d'émission pour lesquelles le coefficient d'absorption est parfaitement déterminé.

L'insuffisance de la théorie cinétique et la nécessité d'une modi-

---

[1] *Théorie des gaz* (traduction française), t. II, p. 126.

fication radicale de certaines de nos idées sur la matière et l'énergie ont été démontrées d'une façon plus manifeste encore par les recherches récentes sur les chaleurs spécifiques des éléments cristallisés. Les travaux de Weber et Pionchon ont montré, il est vrai, que les exceptions connues à la loi de Dulong et Petit disparaissent vers 900°; mais aux basses températures, les phénomènes présentés par le carbone, le silicium et le bore deviennent absolument généraux : au-dessous de —80° les chaleurs atomiques sont *toutes* inférieures à la valeur exigée par la loi de Dulong et Petit (Behn), et *finissent même par tendre vers zéro, quand on se rapproche du zéro absolu,* comme l'ont montré les expériences très précises de Nernst et de ses élèves (cf. *fig.* 5). Ainsi la chaleur spécifique du diamant est *nulle, aux erreurs d'expérience près, entre* 23° *et* 50° *absolus.*

C'est là le fait nouveau qui est incompatible avec nos théories actuelles. La loi de Dulong et Petit semble être tout au plus une loi limite, représentant l'asymptote commune aux courbes relatives aux divers éléments [1].

D'ailleurs, les hypothèses simples qui nous ont permis de la retrouver théoriquement sont aussi arbitraires que dans le cas des gaz : les spectres d'absorption des éléments solides, comme le soufre, l'or, sont assez compliqués. Pourquoi les degrés de liberté des mouvements internes de l'atome n'interviennent-ils pas dans les chaleurs spécifiques? Il est impossible de répondre à cette question si l'on veut s'en tenir aux représentations purement mécaniques de la matière et conserver le théorème de l'équipartition.

Cette dernière objection nous montre la liaison étroite qui existe entre le problème du rayonnement et celui des chaleurs spécifiques. Nous allons voir que les difficultés de la théorie du rayonnement sont du même ordre que celles de la théorie cinétique de la matière, et peut-être plus grandes encore.

6. **Théorie du rayonnement.** — Rappelons d'abord quelques lois essentielles :

---

[1] Encore cette dernière proposition n'est-elle pas certaine. Les chaleurs spécifiques des solides à pression constante, qui sont données par l'expérience, augmentent d'une façon continue avec la température entre 0° et 1000°. Les chaleurs spécifiques *à volume courant*, auxquelles s'applique la loi de Dulong et Petit et qu'on peut calculer en tenant compte du travail de dilatation, semblent augmenter moins vite, mais on ne peut pas affirmer qu'elles restent invariables. Il est même probable qu'aux très hautes températures, lorsque le solide rayonne notablement, elles deviennent extrêmement grandes.

1° Kirchhoff a démontré que, dans une enceinte fermée, dont les parois sont maintenues à une température uniforme, il s'établit un rayonnement dont l'intensité et la nature sont indépendantes de la forme et de la constitution des corps présents à l'intérieur de l'enceinte.

Plus précisément, la répartition de l'énergie dans le spectre est déterminée lorsque l'on connaît la température absolue T des parois; ou encore, *la densité de l'énergie rayonnante* $u_\lambda d\lambda$ comprise *entre les longueurs d'onde* λ et $\lambda + d\lambda$ *ne dépend que de* λ *et de* T :

$$u_\lambda d\lambda = f(\lambda, T) d\lambda,$$

f étant une fonction *universelle.*

2° Des lois découvertes par Stefan et Wien et qui peuvent être démontrées d'une façon rigoureuse à l'aide de la thermodynamique et de l'électrodynamique seules permettent de montrer que la fonction f se met sous la forme plus simple

$$u_\lambda d\lambda = \frac{A}{\lambda^5} F(\lambda T) d\lambda, \tag{2}$$

F est une fonction universelle d'*une seule variable indépendante,* le produit λT.

La thermodynamique ne permet pas de trouver la forme de la fonction F, car les phénomènes de rayonnement font intervenir des mouvements atomiques et intra-atomiques sur lesquels elle ne peut donner aucun renseignement. Pour aller plus loin, appliquons aux phénomènes de rayonnement la théorie cinétique classique, et en particulier le théorème de l'équipartition de l'énergie entre les degrés de liberté. Nous allons nous heurter immédiatement à une difficulté insurmontable.

En effet, considérons un système formé par une enceinte contenant de la matière, des électrons qui émettent des ondes lumineuses lorsqu'ils subissent des accélérations ([1]) et l'éther où se propagent ces ondes. Si nous essayons de compter le nombre de degrés de liberté de ce système, nous constatons que ce nombre est infini.

En effet, l'éther se comporte comme un fluide parfait indéfiniment divisible. D'après la théorie électromagnétique de la lumière, son état à un instant donné est déterminé par la valeur des champs électrique et magnétique en chaque point. Mais comme la valeur de

---

([1]) Voir la conférence de M. Langevin.

ces champs est une fonction continue quelconque des coordonnées, satisfaisant aux équations de Poisson et de Laplace, la forme de cette fonction peut être variée à l'infini, car les valeurs des champs en deux points donnés peuvent différer autant qu'on veut.

Dans le cas des phénomènes de rayonnement, ces champs sont périodiques, avec des fréquences et des longueurs d'onde déterminées. La difficulté s'exprime alors sous la forme suivante : l'éther est capable de transmettre des vibrations de toutes les fréquences, depuis zéro jusqu'à l'infini, et, pour déterminer son état, il faut connaître l'intensité de toutes ces vibrations, qui forment une série infinie comparable à la série des nombres.

Pour exprimer ces idées d'une façon plus précise, considérons, avec Lord Rayleigh, Jeans et Lorentz, une enceinte parallélépipédique rectangle, à parois parfaitement réfléchissantes et de volume V; nous supposerons ses dimensions grandes par rapport aux longueurs d'ondes considérées. Cette enceinte pourra contenir des molécules matérielles et des électrons qui donneront un nombre fini de degrés de liberté. Quant aux degrés de liberté de l'éther, ils correspondront aux vibrations qui peuvent faire entrer notre enceinte en résonance, c'est-à-dire aux *périodes propres* de l'enceinte. Il faut en compter le nombre. Le problème est analogue à un problème acoustique : chercher les différents sons qui peuvent faire entrer en résonance un tuyau sonore de forme parallélépipédique et de dimensions données. Ce problème a été résolu depuis longtemps par Lord Rayleigh, et il suffit de modifier les conditions aux parois pour étendre les raisonnements au cas de l'éther.

On trouve que le nombre de degrés de liberté correspondant aux longueurs d'onde comprises entre λ et $\lambda + d\lambda$ est

$$\frac{8\pi V}{\lambda^4}\, d\lambda, \tag{3}$$

V étant le volume de l'enceinte.

Le nombre de degrés de liberté qui correspondent aux fréquences comprises entre ν et $\nu + d\nu$ $\left(\nu = \frac{c}{\lambda},\ c = 3 \times 10^{10}\,\frac{\text{cm}}{\text{sec}}\right)$ est donné par une simple transformation de la formule précédente, et l'on obtient

$$\frac{8\pi V}{c^3}\,\nu^2\, d\nu. \tag{3'}$$

L'expression (3) montre que le nombre de degrés de liberté relatif à

une étendue déterminée du spectre normal croît indéfiniment lorsque la longueur d'onde diminue (ou que la fréquence augmente).

Par conséquent, lorsque l'équilibre statistique est réalisé, lorsqu'il y a équipartition de l'énergie, il ne subsiste, dans une région finie quelconque du spectre, qu'une fraction infiniment petite de l'énergie totale de l'enceinte. Plus correctement, on peut dire que le système considéré n'atteint jamais l'état d'équilibre statistique : l'énergie continue indéfiniment à se dissiper vers des longueurs d'onde de plus en plus courtes, et finit par échapper à tous nos moyens d'observation.

Voyons cependant à quelle distribution de l'énergie dans le spectre conduit le théorème de l'équipartition.

Comme les mouvements vibratoires comportent une énergie cinétique et une énergie potentielle, il faut multiplier le nombre de degrés de liberté par $\frac{RT}{N}$. L'énergie comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$ dans l'enceinte est donc

$$\frac{8\pi}{\lambda^4} V \frac{RT}{N} d\lambda,$$

la densité d'énergie correspondante s'obtient en divisant cette expression par le volume V, ce qui donne

$$(4) \qquad u_\lambda d\lambda = \frac{8\pi}{\lambda^4} \frac{RT}{N} d\lambda \qquad \text{ou} \qquad \frac{C}{\lambda^5} \lambda T \, d\lambda.$$

La fonction F de Wien est donc de la forme

$$\frac{8\pi R}{N} \lambda T = \text{Const.} \, \lambda T.$$

En intégrant la relation (4) on voit aisément que, si l'énergie totale à répartir entre les longueurs d'onde est finie, toute région limitée du spectre n'en recevra qu'une fraction infiniment petite.

7. Critique de la théorie. — La théorie précédente est due à Lord Rayleigh et à Jeans.

H.-A. Lorentz l'a soumise à une critique approfondie :

1° Le théorème de l'équipartition n'est valable que si les équations du système considéré ont la forme des équations de la Mécanique et si les energies cinétique et potentielle se présentent comme une somme de carrés.

Lorentz a montré qu'il en est bien ainsi pour les systèmes matériels

en relation avec l'éther. Il lui a suffi pour cela de développer une théorie de Maxwell et Larmor, montrant que les phénomènes d'induction sont analogues aux phénomènes mécaniques. L'énergie électrostatique représente l'énergie potentielle, l'énergie magnétique peut être considérée comme cinétique. Lorentz a même établi l'équation de Lagrange relative à chaque longueur d'onde λ.

2° Voici une objection plus grave : l'éther est un fluide parfait ; pour cette raison même, il est incapable de transformer par lui-même une radiation monochromatique donnée en une radiation de longueur d'onde plus courte. C'est par l'intermédiaire de la matière seule que se fait le brassage des longueurs d'onde qui établit automatiquement l'état d'équilibre statistique. L'éther ne fait que transmettre ce que lui a donné la matière. Les degrés de liberté relatifs à l'éther ne doivent donc intervenir que d'une façon limitée et le théorème de l'équipartition ne leur est pas applicable.

Cette objection ne semble pas plus valable que l'autre. En effet, les fréquences des vibrations ne dépendent que de la variation des accélérations des électrons, et ces variations peuvent être absolument quelconques. D'ailleurs dans chacune des équations de Lagrange qu'a établies Lorentz, se trouve un terme qui représente la réaction mutuelle de l'éther et des électrons, et qui explique justement comment les mouvements de ceux-ci peuvent modifier la distribution de l'énergie dans le spectre. Le nombre de ces termes est infini comme celui des équations.

Il semble donc que l'électrodynamique de Maxwell et la théorie statistique de la chaleur aboutissent nécessairement à la loi de Lord Rayleigh.

8. **Comparairon avec l'expérience**. — Cette loi ne correspond, comme nous avons vu, à aucune distribution stable de l'énergie dans le spectre ; les courbes isothermes qui en résultent ne possèdent pas le *maximum* qui est une *condition nécessaire de la stabilité*, et qu'on trouve à toute température sur les courbes expérimentales [1].

Pour les courbes isochromatiques, elle donne des *droites* passant par l'origine ; en d'autres termes, la *chaleur spécifique du vide* (Brillouin), relative à une radiation monochromatique donnée, est une

---

[1] Les courbes isothermes dont la forme est bien connue (Lummer et Pringsheim) ne permettent ni une discussion théorique commode, ni une comparaison précise avec l'expérience. Pour ces deux raisons, on ne s'en servira plus ici.

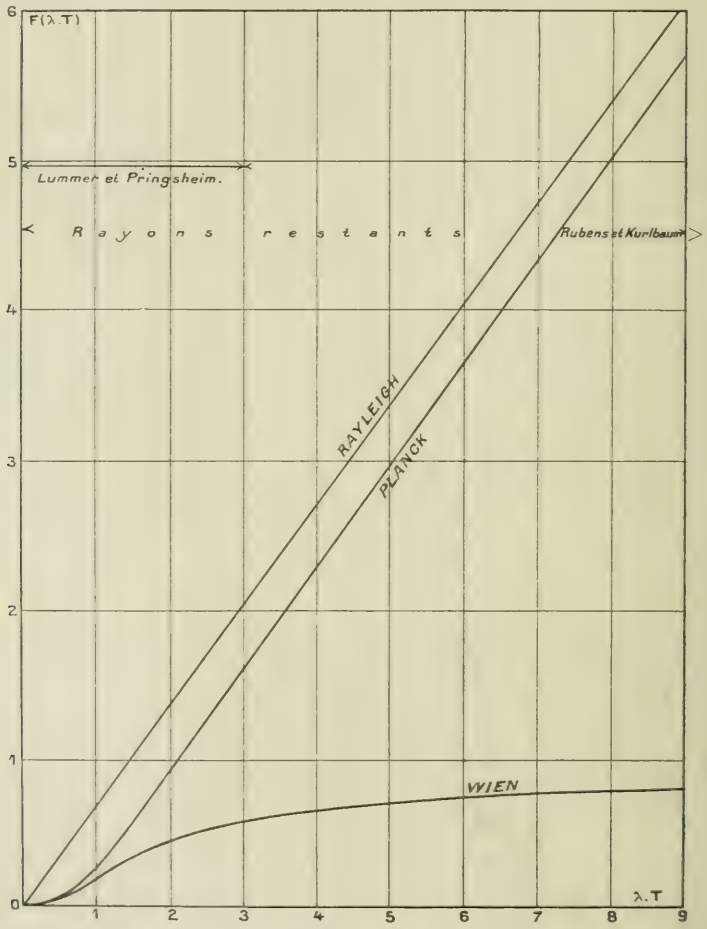
constante indépendante de la température. Il faut remarquer la profonde analogie de cet énoncé avec celui qui a été obtenu pour la matière, à l'état solide et à l'état gazeux.

Pour comparer ce résultat avec l'expérience portons en abscisses le produit λT et en ordonnées la fonction

$$F(\lambda T) = 4\pi \frac{R}{N} \lambda T \qquad (\textit{fig. 1});$$

nous obtenons une ligne droite.

Fig. 1.



Traçons à côté de cette droite la courbe qui représente le mieux les résultats des expériences les plus précises et dont l'équation a été donnée par Planck.

On voit que la fonction $F(\lambda T)$ part tangentiellement à l'axe des températures, puis monte pour devenir asymptote à la droite de Lord Rayleigh.

En d'autres termes, comme pour les chaleurs spécifiques des gaz et des solides, les degrés de liberté n'entrent en jeu que *progressivement*, et ce n'est qu'aux très hautes températures qu'ils atteignent leur énergie d'équipartition. Si l'on portait en ordonnées la dérivée de cette fonction $\frac{dF(\lambda T)}{d(\lambda T)}$, on trouverait une courbe en tout point analogue à celle qui représente la variation des chaleurs spécifiques des solides avec la température (*fig.* 5).

La figure 1 rend difficile la comparaison de la théorie et de l'expérience pour les faibles valeurs du produit λT; mais les courbes logarithmiques de la figure 2 montrent que, dans le spectre visible

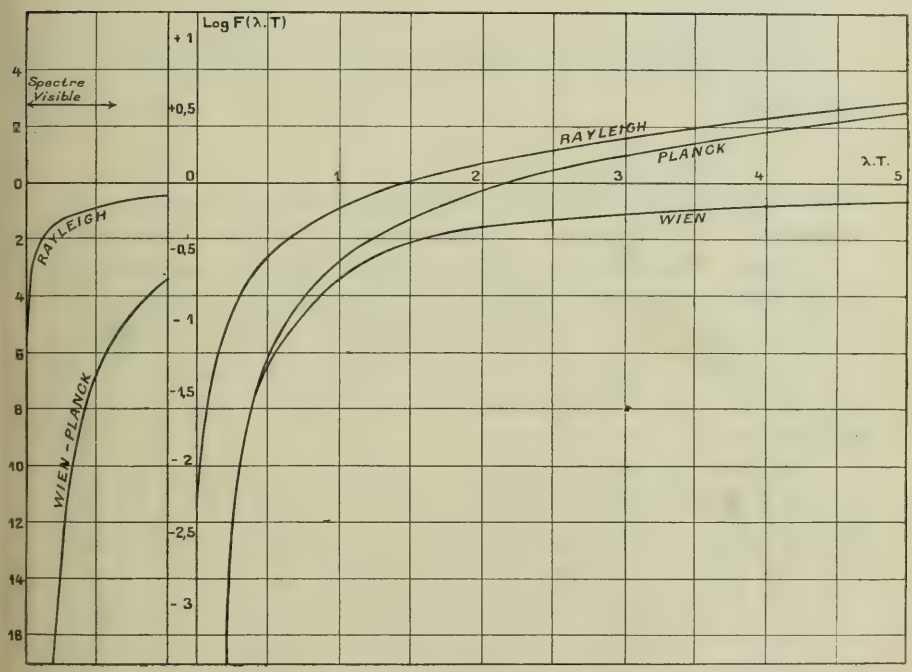


Fig. 2.

($\lambda = 0^{\mu},5$), et vers 1400°, la densité réelle de l'énergie est *environ* 10^8 *fois plus petite* que ne l'exigerait le théorème de l'équipartition.

On voit donc qu'il ne s'agit pas ici d'erreurs légères qu'on peut corriger par quelques retouches peu importantes.

W. Wien a découvert une loi qui représente la distribution de l'énergie dans le spectre visible et qui s'est trouvée vérifiée exactement par des expériences bolométriques, spectrophotométriques et photographiques, allant jusque dans l'ultraviolet :

$$u_\lambda = \frac{C}{\lambda^5} e^{-\frac{\varkappa}{\lambda T}},$$

avec $\varkappa = 1{,}45$ C.G.S. (à 1 ou 2 pour 100 près).

Enfin, M. Max Planck, guidé par les expériences de Lummer et Pringsheim, a été amené à faire des hypothèses qui bouleversent un grand nombre de nos idées actuelles, mais qui l'ont conduit à la découverte d'une loi probablement valable dans toute l'étendue du spectre et dont voici la forme

$$(4) \qquad u_\lambda = \frac{C}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{\varkappa}{\lambda T}} - 1},$$

ou bien, en remplaçant les longueurs d'onde par les fréquences,

$$(4') \qquad u_\nu = K \frac{\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{\varkappa\nu}{T}} - 1}.$$

Cette formule se confond avec celle de Wien pour les faibles valeurs de λT, et avec celle de Lord Rayleigh quand λT est assez grand.

La figure 3 montre avec quelle précision la loi de Planck rend compte des résultats de l'expérience : elle représente la courbe isochromatique obtenue par Rubens et Kurlbaum pour les rayons restants du sel gemme ($\lambda = 0^\mu{,}61$) entre -180° et 1400°. On voit que les points expérimentaux se trouvent tout près de la courbe théorique de Planck.

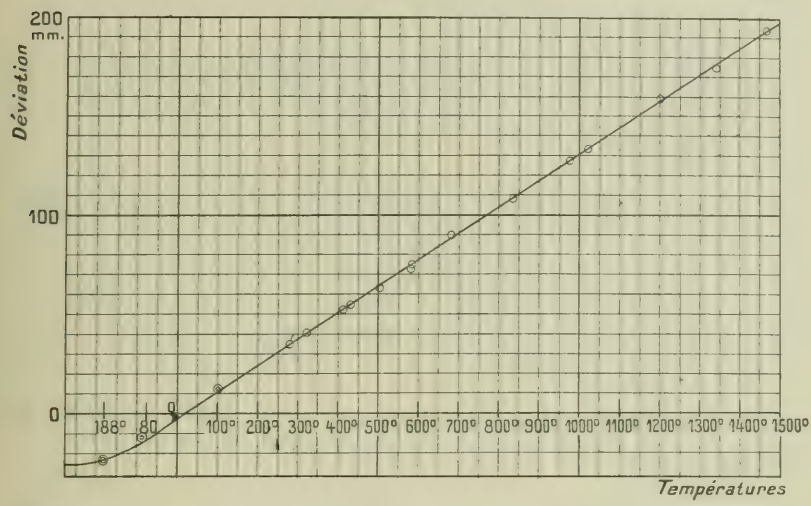
La difficulté essentielle est donc d'expliquer l'entrée en jeu progressive des divers degrés de liberté, entrée en jeu d'autant plus lente et difficile qu'ils correspondent à des fréquences plus élevées.

On pourrait peut-être raisonner par analogie.

On sait que, dans les liquides, un mouvement initial quelconque ne subsiste pas indéfiniment tel quel, « mais qu'il devient de plus en plus désordonné, qu'il se dissémine de façons de plus en plus irrégulières en des parties de plus en plus petites ». Cependant cette décoordination s'arrête à un stade déterminé, « il se produit un équilibre entre la décoordination et la coordination », comme le montrent les phénomènes de mouvement brownien. Si cet équilibre se produit, c'est que le nombre de degrés de liberté d'une masse donnée de liquide n'est

pas infini, que le liquide est composé de grains ou de molécules, qu'il a une structure discontinue (Jean Perrin) [1].

Fig. 3.



De même, si la dissémination de l'énergie vers des longueurs d'ondes de plus en plus courtes s'arrête et si l'on aboutit à une distribution déterminée de l'énergie dans le spectre, c'est probablement parce qu'il s'introduit quelque part une discontinuité.

Peut-on supposer qu'il s'agit d'une discontinuité dans la structure de l'éther ?

Cela semble impossible et il est facile de comprendre pourquoi : d'après la loi de Wien, il s'agit d'expliquer la forme d'une fonction du produit $\lambda \times T$: les divers degrés de liberté qu'on peut compter d'après la théorie classique de l'éther doivent tous acquérir leur énergie d'équipartition à une température assez élevée. La constitution de l'éther devrait donc dépendre de l'intensité des radiations qui le traversent, et la taille de ses grains devrait diminuer lorsque la température des corps rayonnants s'élève. Il est difficile d'imaginer une structure qui soit compatible avec ces conditions.

9. **Théorie de Planck.** — Jusqu'à présent, la seule théorie qui rende compte des faits est celle de Planck dont l'hypothèse fondamentale est la suivante :

---

[1] *Mouvement brownien et réalité moléculaire* (*Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XVIII, 1909, p. 5).

Les échanges d'énergie rayonnante se font d'une manière discontinue; plus précisément *l'énergie correspondant à un degré de liberté de fréquence ν ne peut pas s'accroître d'une façon continue, mais seulement par* quanta, *ou par bonds finis dont la grandeur est proportionnelle à ν* [1].

Cette discontinuité est peut-être une propriété fondamentale de l'énergie rayonnante; il est plus probable qu'elle s'introduit seulement lors des chocs et des échanges d'énergie entre la matière et l'éther.

Pour donner toute la précision possible à la théorie de Planck, supposons, comme il le fait, que l'émission et l'absorption des ondes lumineuses se font par l'intermédiaire de vibrateurs électriques rectilignes, constitués, par exemple, par un électron se déplaçant sur une droite dont un des points l'attire proportionnellement à la distance. L'énergie potentielle d'un semblable vibrateur est de la forme $\frac{A}{2}x^2$, x étant son élongation, A une constante; son énergie cinétique a pour valeur

$$m\frac{\dot{x}^2}{2}, \qquad \dot{x} = \frac{dx}{dt}.$$

Son mouvement est périodique, de fréquence $\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{A}{m}}$.

Considérons, comme tout à l'heure, une enceinte parallélépipédique à parois parfaitement réfléchissantes. Supposons qu'elle contienne N_1 oscillateurs de Planck d'une fréquence donnée ν, et N_0 molécules matérielles formant un gaz (servant de thermomètre).

L'énergie totale se répartira entre les molécules, les oscillateurs et les degrés de liberté de l'éther.

L'équilibre statistique sera réalisé lorsque cette répartition aura pris sa forme la plus probable.

Remarquons d'abord qu'au point de vue énergétique, les degrés de liberté de l'éther sont en tout point assimilables aux oscillateurs de Planck; leur énergie se présente comme une somme de deux carrés, l'énergie magnétique est assimilable à l'énergie cinétique, l'énergie électrostatique à l'énergie potentielle.

Bref, il existe un rapport analogue entre un oscillateur et l'enceinte de Lord Rayleigh et Jeans, qu'entre un diapason émettant un son

---

[1] Des travaux récents de MM. Ehrenfest et H. Poincaré ont démontré qu'il est *nécessaire* d'admettre des discontinuités analogues à celles qu'introduit Planck, si l'on veut que *l'énergie totale du spectre du corps noir soit finie.*

absolument pur et un tuyau sonore de forme parallélépipédique.

Introduisons maintenant l'hypothèse fondamentale de Planck :

1° L'énergie d'un résonateur de fréquence ν ne peut être qu'un multiple entier, d'une grandeur finie $\varepsilon = h\nu$.

2° Tout se passe comme si les *quanta* ε se distribuaient absolument au hasard entre les divers résonateurs de même fréquence [1].

Cette hypothèse s'étend immédiatement aux degrés de liberté de l'éther dont la fréquence est infiniment voisine de ν, car leur énergie leur a été communiquée en entier par les résonateurs ; ceux-ci n'ont pu la perdre qu'en émettant un ou plusieurs *quanta*. Il faut donc admettre qu'au point de vue statistique, comme au point de vue énergétique, les degrés de liberté de l'éther comptent comme des résonateurs de fréquence ν. Remarquons que cette hypothèse n'infirme en rien la validité des équations de Maxwell en ce qui concerne la propagation libre des ondes. Elle n'a trait qu'aux échanges d'énergie entre la matière, les résonateurs et l'éther.

Quant aux molécules matérielles nous admettrons qu'elles se comportent comme celles d'un gaz ordinaire.

Cela posé, cherchons la distribution la plus probable de l'énergie E de l'enceinte entre les résonateurs ν, les molécules et les degrés de liberté de l'éther.

Nous admettrons les résultats d'un calcul classique de Boltzmann [2].

1° Désignons par $f\,d\sigma$ le nombre de molécules telles que leurs coordonnées soient comprises entre x, y, z, et $x+dx$, $y+dy$, $z+dz$, et que les composantes de leurs vitesses aient des valeurs comprises entre $\dot{x}$. $\dot{y}$, $\dot{z}$ et $\dot{x}+d\dot{x}$, $\dot{y}+d\dot{y}$, $\dot{z}+d\dot{z}$, $d\sigma$ étant l'élément de volume de l'espace à σ dimensions $dx\,dy\,dz\,d\dot{x}\,d\dot{y}\,d\dot{z}$, ou élément d'extension en phase (Gibbs). La fonction f représente la densité des molécules dans cet espace, ou densité en phase. A chaque distribution

---

(1) L'hypothèse de Planck peut s'exprimer d'une façon plus concise. Portons en abscisses la valeur de l'élongation d'un résonateur ν et en ordonnées le moment cinétique (dérivée de l'énergie par rapport à la vitesse). L'état du résonateur à un instant donné sera représenté par un point dans le plan. Lorsque les équations de Hamilton sont valables, la position de ce point dans le plan est arbitraire, et la probabilité pour qu'il se trouve à l'intérieur d'un élément de surface dS est proportionnelle à dS. Dans la théorie de Planck le point représentatif ne peut se trouver que sur les courbes $U = \frac{1}{2} A\, x^2 + \frac{1}{2} \frac{y^2}{B} = \varepsilon, 2\varepsilon, \ldots, n\varepsilon, \ldots$ (ellipses). Ces courbes sont séparées par des aires toutes égales à h. L'hypothèse de Planck est que le *point représentatif peut se trouver avec des probabilités égales sur l'une quelconque de ces courbes.*

(2) *Théorie des gaz* (traduction française), p. 39.

en phase des molécules, représentée par une fonction f donnée, correspond une probabilité déterminée dont le logarithme est

$$\operatorname{Log} W_0 = -\int f \operatorname{Log} f \, d\tau + \text{const.},$$

l'intégrale étant étendue à toutes les phases possibles.

2° La probabilité d'une répartition donnée d'un certain nombre de quanta d'énergie identique entre N_0 résonateurs, telle que P_0 résonateurs ne contiennent aucun quantum, que P_1 en contiennent un seul..., que P_n en contiennent n, est égale à

$$W_1 = \frac{N_0!}{P_0! \, P_1! \ldots P_n! \ldots},$$

et en appliquant la formule de Stirling

$$\operatorname{Log} W_1 = -\sum_P P_n \operatorname{Log} P_n - \text{const.},$$

la somme étant étendue à tous les groupes possibles d'oscillateurs de fréquence ν.

Si l'enceinte contient encore des oscillateurs d'autres fréquences, à chaque fréquence correspond un terme analogue au précédent et le logarithme de la probabilité totale est la somme de tous ces termes

$$\log W_1 = -\sum_\nu \sum_P P_n \log P_n + \text{const.}$$

3° Parmi les degrés de liberté de l'éther, isolons ceux qui ont des fréquences comprises entre ν et $\nu + d\nu$ et qui sont au nombre de

$$N_2 = \frac{8\pi V \nu^2 \, d\nu}{c^3}.$$

V étant, comme tout à l'heure, le volume de l'enceinte.

Ces degrés de liberté n'échangeront d'énergie qu'avec les résonateurs de fréquence ν sous forme de *quanta* $\varepsilon = h\nu$.

Une distribution donnée d'un certain nombre de ces *quanta* entre ces N_2 degrés de liberté sera définie par les nombres $P'_0, P'_1, \ldots, P'_n$, de ceux qui contiennent 0, 1, ..., n, ... *quanta*. Le logarithme de la probabilité correspondante sera

$$-\sum P'_n \operatorname{Log} P'_n + \text{const.}.$$

Mais, comme l'enceinte possède des degrés de liberté relatifs à toutes les fréquences possibles, on a, comme pour les oscillateurs matériels,

$$\operatorname{Log} W_2 = \sum_P \sum_\nu P'_n \operatorname{Log} P'_n + \text{const.},$$

le premier signe $\sum_{P}$ étant étendu à tous les degrés de liberté d'une fréquence déterminée ν, le deuxième $\sum_{\nu}$ à toutes les fréquences possibles.

Nous supposerons que les probabilités W_0, W_1 et W_2 sont indépendantes.

Le logarithme de la probabilité d'un état donné à l'intérieur de l'enceinte est alors

$$\log W = -\int f \operatorname{Log} f \, d\sigma - \Sigma\Sigma P_n \log P_n - \Sigma\Sigma P'_n \log P'_n + \text{const.}$$

La probabilité maxima est obtenue en annulant la *variation* de W obtenue en modifiant infiniment peu la forme de la fonction f ainsi que les nombres P_n et P'_n.

On a donc

$$(5) \qquad \delta \log W = \int (\operatorname{Log} f + 1)\, \delta f \, d\sigma + \Sigma\Sigma (\operatorname{Log} P_n - 1)\, \delta P_n + \Sigma\Sigma (\operatorname{Log} P'_n - 1)\, \delta P'_n = 0.$$

Mais les nombres N_0, N_1, N_2 des molécules, des résonateurs et des degrés de liberté de l'éther correspondant à chaque fréquence ν sont des constantes ne dépendant que de la forme, de la nature de l'enceinte et des corps qu'elle contient.

On a donc

$$(6) \qquad \begin{cases} \int f \, d\sigma = N_0, \\ \sum_{P} P_n = N_1, \\ \sum_{P} P'_n = N_2 \end{cases}$$

et

$$(6') \qquad \begin{cases} \int \delta f \, d\sigma = 0, \\ \sum_{P} \delta P_n = 0, \\ \sum_{P} \delta P'_n = 0. \end{cases}$$

Les deux dernières équations (6) et (6') représentent une infinité de systèmes de deux équations dont chacun est relatif à une fréquence ν donnée.

Une dernière condition exprime que l'énergie interne de l'enceinte est invariablement égale à E. Soit w l'énergie d'une molécule dont les coordonnées sont comprises entre x, y, z et $x + dx$, $y + dy$, $z + dz$, et les composantes de la vitesse comprises entre $\dot{x} + d\dot{x}$, $\dot{y} + d\dot{y}$ $\dot{z} + d\dot{z}$.

On a

$$(7) \qquad E = \int w f \, d\sigma + \Sigma\Sigma \, n\varepsilon P_n + \Sigma\Sigma \, n\varepsilon P'_n ;$$

ou encore

$$(7') \qquad \delta E = \int w \delta f \, d\sigma + \Sigma\Sigma \, n\varepsilon \, \delta P_n + \Sigma\Sigma \, n\varepsilon \delta P'_n = 0.$$

En introduisant les relations (6′) et (7′) dans l'équation (5), par la méthode des coefficients indéterminés de Lagrange [1], on obtient finalement

$$(5') \qquad \begin{aligned} &\Sigma\Sigma(\log P_n + a + \alpha n\varepsilon)\delta P_n + \Sigma\Sigma(\log P'_n + b + \alpha n\varepsilon)\delta P'_n \\ &\qquad + \int (\log f + c + \alpha w)\delta f \, d\sigma = 0. \end{aligned}$$

Comme les variations δP_n, $\delta P'_n$, δf sont arbitraires [2], on a finalement

$$(8) \qquad \begin{cases} P_n = A e^{-\alpha n\varepsilon}, \\ P'_n = B e^{-\alpha n\varepsilon}, \\ f \;\; = C e^{-\alpha w}. \end{cases}$$

La dernière des équations (8) est la loi de distribution des vitesses de Maxwell.

On a donc, d'après la théorie cinétique des gaz,

$$(9) \qquad \alpha = \frac{N}{RT}.$$

En substituant les deux dernières équations (8) dans le système (6), on obtient finalement

$$(10) \qquad \begin{cases} P_n = N_1(e^{-\alpha(n+1)\varepsilon} - e^{-\alpha n\varepsilon}), \\ P'_n = N_2(e^{-\alpha(n+1)\varepsilon} - e^{-\alpha n\varepsilon}); \end{cases}$$

c'est-à-dire que le nombre des résonateurs (ou des degrés de liberté de l'éther) qui possèdent l'énergie $n\varepsilon$ est égal au nombre de ceux dont

---

(1) On multiplie chacune des équations (6′) par un coefficient indéterminé $(a-1)$, $(b-1)$ et $(c-1)$; on multiplie de même (7′) par le coefficient indéterminé α, et l'on ajoute toutes ces équations au premier membre de (5), on obtient ainsi (5′). Comme (6′) et (7′) représentent les seules conditions auxquelles doivent satisfaire les δP_n, $\delta P'_n$ et δf, on peut alors considérer ces dernières variations comme arbitraires et annuler leurs coefficients.

(2) Les δP_n relatifs au même nombre P_n mais à deux fréquences ν différentes sont absolument indépendants.

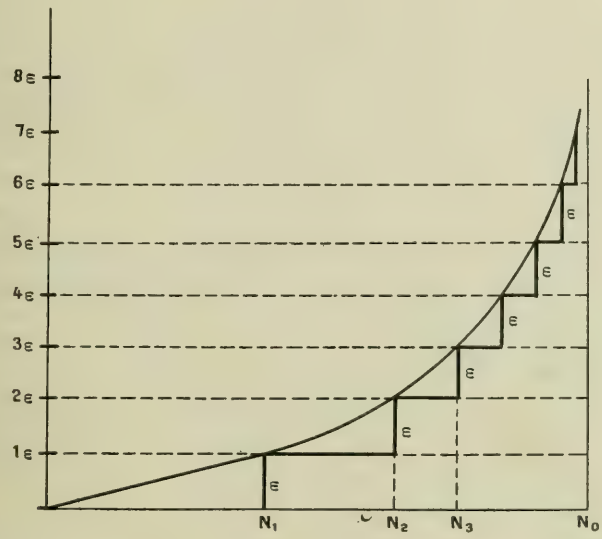
l'énergie serait comprise entre $n\varepsilon$ et $(n+1)\varepsilon$, si la loi de répartition de Maxwell s'appliquait.

Portons en ordonnées les énergies y et en abscisses le nombre x des résonateurs dont l'énergie est égale ou inférieure à y. Si la loi de Maxwell s'appliquait on obtiendrait la courbe continue représentée par l'équation

$$x = N_0(1 - e^{\alpha y}).$$

Mais d'après la relation (10) la courbe réelle est la courbe en escalier de la figure 4; la hauteur de chaque marche étant égale à ε, et

Fig. 4.



l'abscisse correspondante telle que le sommet des marches se trouve sur la courbe continue. L'énergie totale des N_1 résonateurs est donnée par l'aire de la courbe

$$E_1 = \varepsilon P_1 + 2\varepsilon P_2 + \ldots + n\varepsilon P_n + \ldots,$$

ou bien

$$E_1 = N_1\varepsilon(e^{-\alpha\varepsilon} + e^{-2\alpha\varepsilon} + \ldots) = \frac{N_1\varepsilon}{e^{\alpha\varepsilon} - 1}. \tag{11}$$

De même l'énergie totale des N_2 degrés de liberté de l'éther qui correspondent à la fréquence ν

$$E_2 = \frac{N_2\varepsilon}{e^{\alpha\varepsilon} - 1}. \tag{12}$$

Pour les autres fréquences, on aura des équations analogues à (11) et (12), mais avec d'autres valeurs du quantum d'énergie ε.

10. Loi du rayonnement intégral. — Calculons l'énergie répartie parmi les fréquences comprises entre ν et $\nu + d\nu$. Remplaçons N_2 et α par leurs valeurs (3') et (9) dans la formule (12), nous obtenons

$$E_2 = \frac{8\pi V \nu^2 d\nu}{c^3} \frac{\varepsilon}{e^{\frac{N\varepsilon}{RT}} - 1}.$$

La densité en volume de l'énergie s'obtient en divisant en V

$$u_\nu d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{\varepsilon}{e^{\frac{N\varepsilon}{RT}} - 1} d\nu.$$

D'après la loi de Wien u_ν doit être de la forme $\nu^3 F\left(\frac{T}{\nu}\right)$, on ne peut donc y satisfaire qu'en posant

$$\varepsilon = h\nu,$$

h étant une constante universelle. Comme on le voit, cette constante nouvelle s'introduit lorsqu'il s'agit de mettre l'hypothèse des *quanta* en accord avec la loi de Wien.

On obtient finalement

$$u_\nu = \frac{8\pi\nu^3 h}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{Nh\nu}{RT}} - 1}. \tag{13}$$

C'est la formule de Planck (4') avec $\beta = \frac{Nh}{R}$.

Nous avons montré qu'elle rend compte des résultats expérimentaux de Rubens et Kurlbaum et de Lummer et Pringsheim.

Une raison nouvelle en faveur de la théorie de Planck, est que la formule (12) permet de calculer le nombre d'Avogadro N avec une assez grande précision et que le nombre obtenu est voisin des valeurs données par d'autres méthodes.

En effet, en intégrant l'expression (12) entre 0 et $+\infty$, on trouve que la densité totale de l'énergie dans un corps noir de température absolue T est

$$\int_0^\infty u_\nu d\nu = 1{,}08 \times 3 \frac{8\pi h}{c^3} \left(\frac{R}{hN}\right)^4 T^4 = aT^4. \tag{14}$$

a est la constante de la loi de Stefan dont la valeur est connue par

les expériences sur le pouvoir émissif total du corps noir. Sa valeur probable est

$$a = 7,4.10^{-15} \text{ C.G.S.}$$

D'autre part, la détermination de la forme des courbes isochromatiques permet de connaître la valeur du coefficient de l'exponentielle

$$(15) \qquad \beta = \frac{Nh}{R} = 4,79.10^{-11} \text{ C.G.S.}$$

On sait que la constante des gaz parfaits

$$R = 83 \times 10^6.$$

Les deux équations (13) et (14) ne contiennent plus que deux inconnues N et h.

On obtient

$$h = 6,4.10^{-27},$$
$$N = 62 \times 10^{22}.$$

Le nombre trouvé par M. Perrin est $N = 68 \times 10^{22}$, et celui de M. Rutherford $N = 63 \times 10^{22}$.

On voit que l'accord est bon.

Le calcul précédent nous a donné la valeur de h et permet par conséquent de connaître la grandeur des *quanta* d'énergie. Dans le spectre visible, par exemple pour $\lambda = 0^{\mu},5$, on a

$$\varepsilon = h\nu = \frac{3.10^{10}}{5.10^{-5}} 6,4.10^{-27} = 4 \times 10^{-12} \text{ erg.}$$

Ce nombre est près de 100 fois plus grand que l'énergie cinétique d'une molécule gazeuse à 0°

$$w = 47 \times 10^{-14} \text{ erg.}$$

Ce n'est qu'à 20 000° que l'énergie moléculaire devient égale à un quantum de lumière visible.

Cette conséquence est une des plus étranges de la théorie de Planck.

11. Théorie des chaleurs spécifiques (Einstein). — Les atomes des corps simples sont fixés en des positions invariables autour desquelles ils effectuent des vibrations périodiques de fréquence déterminée.

Si l'atome vibrant est chargé d'électricité, il formera un véritable oscillateur de Planck, et l'on pourra lui appliquer la théorie précédente.

D'ailleurs l'expérience montre que beaucoup de corps solides possèdent des périodes propres correspondant à des radiations situées dans l'infrarouge du spectre. On peut mettre en évidence ces périodes propres par l'étude de tous les phénomènes où se manifeste la résonance entre la matière et le rayonnement : la dispersion anomale, l'absorption, la réflexion métallique. Cette dernière méthode est la plus directe; certains corps ont un pouvoir réflecteur énorme pour les radiations qui possèdent leur période propre. C'est ainsi que Rubens et ses élèves ont isolé. par réflexions successives sur des surfaces de fluorine, de sel gemme, de sylvine, etc., des rayons restants dont ils ont mesuré la longueur d'onde à l'aide de réseaux de fils métalliques.

D'autre part, les atomes non chargés peuvent effectuer des vibrations analogues, qui ne se manifesteront pas dans leur spectre d'absorption. Nous pouvons encore étendre à ces atomes les hypothèses de Planck sur les résonateurs. C'est ce qu'a fait Einstein. La seule différence entre les atomes vibrants et les résonateurs est que ces derniers ont été supposés rectilignes avec un seul degré de liberté [1], tandis que les atomes peuvent vibrer dans tous les sens et possèdent trois degrés de liberté. A chacun de ces degrés de liberté correspond évidemment une égale probabilité. Il faudra donc multiplier l'énergie d'un résonateur par 3 pour obtenir l'énergie de vibration totale d'un atome.

Cela posé, considérons un atome-gramme d'un élément cristallisé contenant N atomes, et supposons que toute son énergie interne se trouve sous forme d'énergie vibratoire des atomes.

D'après la formule (11) elle aura pour valeur

$$U = 3\frac{Nh\nu}{e^{\frac{Nh\nu}{RT}} - 1} = 3R\frac{\beta\nu}{e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1},$$

en posant

$$\beta = \frac{Nh}{R}.$$

La dérivée $\frac{dU}{dT}$ représentera la *chaleur atomique* du corps solide à volume constant.

On a

$$c_{at} = \frac{dU}{dT} = 3R\frac{e^{\frac{\beta\nu}{T}}\left(\frac{\beta\nu}{T}\right)^2}{e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1}. \tag{16}$$

---

[1] Cette hypothèse n'a été faite que pour simplifier les calculs.

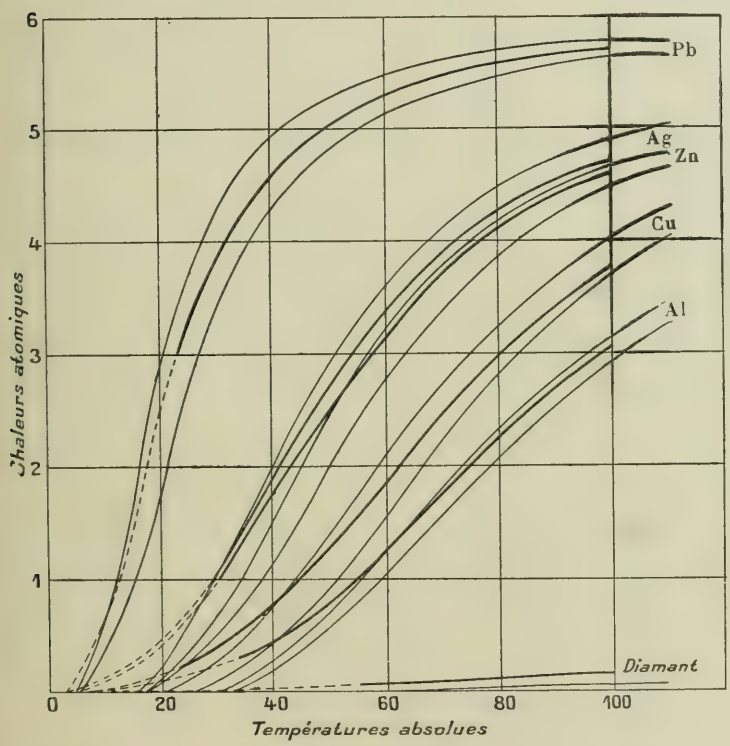
C'est la formule d'Einstein.

On voit, que d'après cette théorie, la courbe de variation des chaleurs spécifiques des solides avec la température ne dépend que d'un seul paramètre ν, la fréquence propre des vibrations atomiques.

La loi (16) se vérifie d'une façon remarquable, comme le montre la figure 5 ci-dessous relative à un certain nombre d'éléments et qui est empruntée à un Mémoire de Nernst. Les traits pleins représentent les courbes expérimentales. Celles-ci se trouvent encadrées entre deux courbes théoriques en traits fins, calculées d'après deux fréquences propres différentes.

Cependant, les chaleurs spécifiques ne tendent pas vers zéro aux basses températures aussi vite que le voudrait la théorie. La raison

Fig. 5.



de ce fait est probablement que les atomes solides n'effectuent pas des oscillations périodiques pures, mais tout un spectre de fréquences.

Nernst et Lindemann ont trouvé que les courbes réelles sont très

bien représentées par la formule

$$(16)\qquad c_{\nu\mu} = \frac{3R}{2}\left[\frac{\left(\frac{\beta\nu}{T}\right)e^{\frac{\beta\nu}{T}}}{\left(e^{\frac{\beta\nu}{T}}-1\right)^2} - \frac{\left(\frac{\beta\nu}{2T}\right)^2 e^{\frac{\beta\nu}{2T}}}{\left(e^{\frac{\beta\nu}{2T}}-1\right)^2}\right],$$

qui correspond à une vibration ν et à son octave inférieure $\frac{\nu}{2}$.

Dans le cas des métaux auxquels se rapporte la figure, les fréquences propres ν ne sont pas déterminables *directement* par l'expérience.

De même les atomes de carbone du diamant ne sont pas chargés d'électricité et leurs vibrations ne se manifestent pas dans le spectre infrarouge de cet élément.

Mais dans le cas de certains composés, comme la sylvine, le sel gemme, le bromure de potassium, l'atome métallique chargé positivement et l'atome métalloïdique chargé négativement peuvent transmettre leurs vibrations à l'éther. Celles-ci produisent alors les bandes de réflexion métallique qui ont été découvertes par Rubens et ses élèves, et dont la longueur d'onde a été mesurée avec précision.

Si, dans la formule (16), on introduit à la place de la lettre ν la fréquence de la bande infrarouge, on obtient pour les chaleurs spécifiques, aux diverses températures, une série de nombres qui coïncident très exactement avec ceux qui ont été obtenus par Nernst et ses élèves. C'est ce que démontrent les Tableaux suivants empruntés à un Mémoire de Nernst et Lindemann; T représente la température absolue, C_v et C_p les chaleurs spécifiques à volume et à pression constants.

KCl $\beta\nu = 232{,}4$ et $203{,}2$ ($\lambda = 62^\mu$ et 70^μ).

T.	C_v calc.	C_p calc.	C_p obs.	Observateur.
22,8	0,61	0,61	0,58	Nernst
26,9	0,70	0,70	0,76	»
30,1	1,23	1,23	0,98	»
33,7	1,53	1,53	1,25	»
39,0	1,98	1,98	1,83	»
48,3	2,66	2,66	2,85	»
52,8	2,96	2,97	2,80	»
57,6	3,25	3,26	3,06	»
63,2	3,57	3,59	3,36	»
70,0	3,85	3,87	3,79	»
76,6	4,10	4,13	4,11	»
86,0	4,40	4,43	4,36	»

T.	C_v calc.	C_p calc.	C_p obs.	Observateur.
KCl	$\beta\nu = 232,4$ et $203,2$		($\lambda = 62^{\mu}$ et 70^{μ}).	
137	5,26	5,33	5,25	Koref
235	5,70	5,86	5,89	»
331	5,83	6,06	6,16	Magnus
416	5,87	6,21	6,36	»
550	5,91	6,36	6,54	»
NaCl	$\beta\nu = 265,2$ et $309,3$		($\lambda = 46^{\mu}$ et 53^{μ}).	
25,0	0,32	0,32	0,29	Nernst
25,5	0,34	0,34	0,31	»
28,0	0,48	0,48	0,40	»
67,5	2,87	2,88	3,06	»
69,0	2,94	2,95	3,13	»
81,4	3,47	3,49	3,54	»
83,4	3,61	3,64	3,75	»
138	4,82	4,90	4,87	Koref
235	5,52	5,73	5,76	»
KBr	$\beta\nu = 177,4$	$\lambda = 81^{\mu}$ (λ moyen de la bande d'absorption).		
78,7	4,67	4,70	4,74	Nernst
82,5	4,77	4,80	4,76	»
85,4	4,82	4,85	4,82	»
89,2	4,91	4,94	5,03	»
137	5,47	5,56	5,42	Koref
234	5,79	6,02	6,10	»

Pour la plupart des corps la mesure directe de la fréquence est impossible ; mais Einstein d'une part et Lindemann d'autre part sont arrivés à la calculer indirectement.

D'après Einstein, les forces élastiques qui maintiennent les atomes dans leur position d'équilibre sont les mêmes que celles qui s'opposent à une diminution de volume du solide comprimé. Si l'on admet que ces forces sont dues aux actions mutuelles d'atomes *voisins* rangés en un réseau cubique, on obtient la relation

$$\nu = 2,54 \cdot 10^7 \frac{V^{\frac{1}{6}}}{m^{\frac{1}{2}} k^{\frac{1}{2}}},$$

où V représente le volume atomique, m la masse atomique, k le coefficient de compressibilité.

Voici quelques exemples qui montrent jusqu'à quel point cette

formule est d'accord avec la relation (16) :

Élément.	$\nu 10^{-12}$ calc. Einstein.	$\nu 10^{-12}$ calc. Nernst.
Ag	4,1	3,3
Cu	5,7	6,6
Al	6,7	6,8
Bi	1,8	1,2

Évidemment, on ne pouvait pas s'attendre à une meilleure concordance, étant donnée la grossièreté des hypothèses faites par Einstein.

Quant à Lindemann il suppose que le phénomène de fusion se produit lorsque l'amplitude des vibrations atomiques devient du même ordre de grandeur que la distance de deux atomes voisins. Il obtient ainsi la relation

$$\nu \text{ proportionnel à } \sqrt{\frac{T_s}{m V^{\frac{2}{3}}}},$$

où T_s est la température absolue de fusion, V et m le volume et la masse atomiques. Le Tableau suivant montre que l'accord entre la théorie de Lindemann et celle des chaleurs spécifiques est très bon, supérieur même à celui qu'on pouvait espérer :

Élément.	T_s.	$\nu 10^{-12}$ chal. spéc.	$\nu 10^{-12}$ Lindemann.
Bi	541	Petit	1,2
Pb	600	1,44	1,4
Pt	2018	3,1	3,1
Ag	1234	3,3	3,3
Zn	691	3,6	3,3
Mg	924	5,1	5,4
Cu	1357	4,9	5,1
Al	930	5,9	5,8
Cr	1788	7,2	6,2
I	386	1,5	1,4
S	388	5,5	3,0
Si	1703	10,7	7,2
Graphite	>3600	22,6	>21,2
Diamant	>3600	27,3	>24,4

Les hypothèses de Lindemann comme celles d'Einstein sont très hardies, aventureuses même. Il est cependant incontestable qu'elle ont fait découvrir des relations nouvelles entre les lois des chaleurs spécifiques, la compressibilité et la fusion des corps solides.

12. **Autres applications de la théorie de Planck.** — On a étendu le domaine d'application de l'hypothèse des *quanta* à d'autres phénomènes où se produisent des échanges d'énergie entre l'éther et la matière : l'effet photo-électrique ou émission de rayons cathodiques sous l'influence de la lumière, la production des rayons de Röntgen par les chocs des rayons cathodiques, l'émission des rayons γ des corps radioactifs, et des rayons cathodiques secondaires des rayons X (Einstein, Sommerfeld). On a déjà obtenu quelques lois intéressantes, mais les faits expérimentaux ne sont pas encore très nets.

Il suffira d'expliquer ici en peu de mots le point de vue de Sommerfeld : nous avons vu que tous les échanges d'énergie présentant un caractère périodique se font suivant des lois nouvelles discontinues. Cette discontinuité se traduit dans les formules par l'introduction d'une nouvelle constante h qui représente le rapport du quantum d'énergie ε à la fréquence ν :

$$h = \frac{\varepsilon}{\nu};$$

h a donc les dimensions d'une énergie que multiplie un temps, c'est-à-dire d'une *action* au sens du principe de moindre action. On peut donc caractériser la constante universelle h comme l'*unité d'action*. Les phénomènes de rayonnement sont des échanges d'action, qui ne peuvent se faire que par bonds discontinus de grandeur absolument déterminée h; mais les phénomènes non périodiques peuvent également être considérés comme des échanges d'action. Par exemple lorsqu'un corpuscule cathodique est arrêté par une anticathode et donne naissance à une pulsation de Röntgen, l'action émise est égale à l'énergie E rayonnée dans la pulsation multipliée par le temps d'arrêt τ de la particule, et l'on doit avoir, d'après Sommerfeld,

$$h = E\tau.$$

On retrouve ainsi des relations intéressantes, mais encore peu certaines entre la vitesse des rayons cathodiques, la dureté et l'énergie des rayons de Röntgen.

13. **Conclusion.** — Quelle que soit l'étrangeté de la théorie de Planck, il est certain qu'elle a rendu des services considérables. Elle a permis de surmonter les grosses difficultés auxquelles se heurtait la théorie cinétique; elle a rangé en un ensemble théorique unique les lois du rayonnement, des chaleurs spécifiques, même de l'effet photo-électrique, de l'émission des rayons de Röntgen et des rayons cathodiques secondaires. Elle a suscité un grand nombre d'expé-

riences nouvelles, et elle en suscitera encore. L'hypothèse de Planck est donc une « hypothèse de travail » féconde.

D'autre part, il semble absolument nécessaire d'introduire une discontinuité dans les lois des phénomènes.

En effet, M. Einstein a calculé quelles devaient être les fluctuations du rayonnement en un point d'une enceinte en équilibre thermique, ou bien les fluctuations de l'énergie en un point d'un corps solide. Si la formule de Planck et la loi (16) des chaleurs spécifiques sont vraies, les fluctuations sont plus grandes que celles prévues par la théorie statistique classique, et leur valeur est telle qu'elles semblent dues à l'arrivée ou au départ brusque de *quanta* finis de grandeur $h\nu$.

De plus, des recherches récentes de MM. Ehrenfest et Poincaré ont démontré la *nécessité* d'admettre des discontinuités analogues à celles qu'introduit Planck, si l'on veut que l'*énergie totale du spectre de la radiation intégrale soit finie.*

Enfin, il faut noter que l'action est un *invariant* au sens du principe de relativité, c'est-à-dire une grandeur dont l'expression est indépendante de l'état de mouvement ou de repos des observateurs par rapport au système qu'ils étudient. La constante h de Planck doit donc avoir une signification aussi profonde que la charge électrique de l'électron qui se présente également comme une grandeur invariante.

Cependant il est actuellement impossible de se faire une image concrète des idées qui dominent actuellement la théorie du rayonnement.

La discontinuité introduite par Planck semble devoir nous faire rejeter, non seulement les équations de la Mécanique et de l'Électrodynamique, mais encore toute équation différentielle.

Faut-il admettre que les *quanta* n'interviennent que pendant les échanges d'énergie entre les molécules, les résonateurs et l'éther ? ou bien qu'ils forment une unité d'énergie qui conserve son caractère pendant la propagation du rayonnement ? Cette dernière hypothèse semble incompatible avec les expériences d'interférence. Elle a été cependant soutenue par des physiciens comme Einstein.

De plus, les expériences de Rubens et Kurlbaum, comme celle de Lummer et Pringsheim sont devenues tout à fait insuffisantes. La formule de Planck se vérifie, il est vrai, mais les erreurs d'expérience peuvent être plus considérables que l'on croit [1].

---

[1] Lummer et Pringsheim ont fait des erreurs de 50 sur la température. Quant aux courbes de Rubens et Kurlbaum, elles s'écartent de la loi de Planck dans la région la plus intéressante, là où elles cessent d'être des droites. Une nouvelle série de recherches a été entreprise par Warburg.

Enfin il apparaît comme extraordinaire que la formule de Nernst et Lindemann (16) représente mieux les courbes expérimentales que la formule (15) d'Einstein; elle fait intervenir deux périodes propres, à l'octave l'une de l'autre, dont une seule n'a jamais été décelée par l'expérience. D'ailleurs, comme nous l'avons dit plus haut, les atomes des corps solides n'effectuent pas d'oscillations parfaitement périodiques, mais leurs vibrations sont représentées par des intégrales de Fourier auxquelles correspond un spectre en nombre infini de fréquences. De quel droit en choisit-on une ou deux, même les plus intenses, pour leur appliquer la théorie de Planck? Nous l'ignorons [1].

La théorie nouvelle est donc encore obscure et à l'état embryonnaire. Elle se présente actuellement comme une règle pratique que l'on superpose simplement aux théories anciennes, quoiqu'elle les contredise en bien des points. Il semble donc nécessaire de multiplier les expériences afin d'en éprouver les principes, et de décider comment on rétablira l'unité dans notre image du monde physique.

---

[1] Cette difficulté vient d'être résolue par Debye qui a déterminé par la théorie de l'élasticité le spectre des vibrations atomiques dans un cristal appliqué à chacune des vibrations partielles l'hypothèse de Planck et obtenu ainsi une loi des chaleurs spécifiques plus exacte que celle de Nernst et Lindemann.

LA

THÉORIE ÉLECTRONIQUE DES MÉTAUX,

PAR M. EUGÈNE BLOCH.

1. **Introduction.** — Les auteurs des trois premières conférences se sont placés à un point de vue extrêmement général. M. Perrin a réuni les arguments qui nous permettent d'affirmer la réalité des molécules matérielles; M. Langevin a développé les raisons pour lesquelles nous pouvons croire à la constitution granulaire de l'électricité; enfin, M. Bauer a esquissé la théorie toute récente des éléments d'énergie ou *quanta*. Il ressort de leurs exposés que, à aucun moment de l'histoire de la Physique, les idées atomistiques n'ont joui d'une pareille faveur. Partis des atomes matériels, les physiciens sont arrivés aux atomes d'électricité, et quelques-uns commencent même à admettre les atomes d'énergie. Mais il s'en faut de beaucoup que ces trois théories atomiques de la matière, de l'électricité et de l'énergie se présentent aujourd'hui avec le même degré de certitude; il s'en faut surtout qu'elles se prêtent sur tous les points un appui mutuel. La théorie atomique et cinétique de la matière, vieille de bien des siècles, est aussi la plus solide et ne nous semble plus susceptible aujourd'hui que de retouches de détail. La théorie corpusculaire de l'électricité, issue des travaux de Faraday, ne s'est développée avec toute l'ampleur qu'on sait que depuis une vingtaine d'années, grâce surtout aux découvertes expérimentales récentes et aux travaux théoriques de H.-A. Lorentz. Elle a introduit dans nos conceptions sur la constitution et les propriétés de la matière une telle unité, qu'on a pu croire un moment que nous possédions aussi dans ce nouveau domaine des idées presque définitives. Mais, comme M. Langevin vous l'a expliqué, non seulement certains phénomènes, tels que la gravitation, se sont jusqu'ici refusés à prendre place dans l'ensemble

de l'édifice, mais d'autres phénomènes commencent à le saper par la base. Parmi ceux-ci, on peut citer : 1° le rayonnement du corps noir; 2° la variation des chaleurs spécifiques avec la température. Ces phénomènes, que la théorie corpusculaire ou électronique de la matière n'explique pas ou explique mal, ont conduit, comme vous l'a dit M. Bauer, à la théorie atomistique de l'énergie : l'idée de l'atome d'énergie ou quantum, imaginée par Planck et développée par Einstein, réussit là où l'idée d'électron échoue. Malheureusement, cette troisième théorie atomistique est, sur la plupart des points, en contradiction complète avec la seconde, celle des électrons, et même avec certains détails de la première, celle des molécules. Par exemple, la théorie des chaleurs spécifiques d'Einstein n'est pas conciliable avec la théorie électronique des métaux. Nous sommes donc aujourd'hui, semble-t-il, à un tournant de l'histoire des théories physiques : ou bien la théorie des atomes d'énergie ruinera complètement, par son développement, le magnifique et vaste édifice que les physiciens ont élevé depuis vingt ans sur la base des idées électroniques, ou bien, et cela semble plus vraisemblable, un compromis s'établira entre les deux conceptions, et, par des modifications appropriées, un édifice unique pourra être construit sur des bases nouvelles. Mais la théorie des quanta ne s'est encore attaquée qu'a beaucoup trop peu de phénomènes pour qu'on puisse dès maintenant se rendre un compte exact de son avenir. C'est pourquoi, dans un exposé qui doit donner le tableau des résultats acquis, sans méconnaître les difficultés qu'elle a cherché à tourner, nous ne pouvons qu'en faire abstraction.

Ces indications générales étaient nécessaires pour faire comprendre pourquoi, dans l'exposé qui va suivre des propriétés des conducteurs métalliques, nous nous sommes placés au point de vue, encore actuellement classique, de la théorie des électrons ou granules d'électricité. Dans cet exposé, nous suivrons sur un exemple particulier les applications des idées d'ensemble sur la constitution de la matière et de l'électricité qui vous ont été présentées. Nous nous efforcerons de ne négliger aucun point de vue et de ne cacher aucune difficulté, mais nous essaierons aussi, et rien ne saurait être plus opportun, de grouper systématiquement les résultats acquis et d'en montrer la remarquable cohérence.

2. Électrons liés et électrons libres. — Nous n'avons pas à rappeler ici le rôle essentiel que jouent dans un grand nombre de phénomènes physiques les électrons ou corpuscules cathodiques. Ces

granules chargés d'électricité négative et qui apparaissent, toujours identiques à eux-mêmes, dans tous les atomes matériels, en sont un des principaux constituants. Leur masse n'est pourtant qu'une très petite fraction de celle des atomes (au plus $\frac{1}{2000}$), mais elle est animée ordinairement d'une grande vitesse, souvent une fraction importante de celle de la lumière. L'identité de tous les corpuscules cathodiques se déduit de la mesure du rapport $\frac{e}{m}$ de leur charge à leur masse, qui, par l'étude des phénomènes électriques et optiques les plus divers, a été retrouvé toujours égal à lui-même : sa valeur est $1,76 \times 10^7$ en unités électromagnétiques C. G. S. à quelques centièmes près.

D'ordinaire, les corpuscules liés à un atome ou à une molécule s'en échappent assez difficilement et les suivent dans leurs mouvements d'agitation thermique. Il faut mettre en jeu des quantités d'énergie relativement considérables pour les en arracher et transformer ainsi les électrons liés en électrons libres : dans le phénomène des rayons cathodiques, cette énergie est empruntée au champ électrique du tube de Crookes : dans celui des rayons β du radium, elle provient de l'énergie potentielle de l'atome lui-même ; dans l'ionisation d'un gaz, les électrons sont arrachés aux molécules par le choc d'une autre molécule ou particule, ou par le choc d'une onde électromagnétique, etc. On connaît cependant des substances qui perdent plus facilement leurs corpuscules que les autres, ce sont les substances dites électronégatives et tout particulièrement les métaux : nous en verrons bientôt la preuve expérimentale. Mais, sans même faire appel à l'expérience, l'existence de la conductibilité métallique a conduit de son côté à faire penser que les atomes métalliques abandonnnent aisément des corpuscules, et que le courant électrique n'est pas autre chose que le transport de charges qui résulte de leur mouvement. En d'autres termes, les métaux différeraient des gaz ou, en général, des isolants en ce qu'ils renferment, outre les *électrons liés* dont il a été question plus haut, des *électrons libres* comme ceux des rayons cathodiques, animés de mouvements analogues à ceux des molécules d'un gaz, et auxquels sont dues les propriétés caractéristiques des métaux. Cette théorie électronique des métaux, qui n'est, en somme, qu'une forme modernisée et précisée de la vieille théorie des fluides électriques, dans laquelle le fluide négatif jouerait le rôle essentiel, ne s'est largement développée que depuis une douzaine d'années [1]. Mais avant d'en

---

[1] Dans l'impossibilité où je suis de faire ici une bibliographie même approxima-

exposer les idées fondamentales, il est nécessaire de montrer qu'on peut se placer au moins à deux points de vue très distincts et qui conduisent à des développements entièrement différents.

3. **Deux types d'hypothèses fondamentales. Rappel de quelques formules de théorie cinétique.** — Dans les métaux comme dans tout corps solide les atomes occupent des positions à peu près invariables les uns par rapport aux autres, bien qu'ils conservent la possibilité de vibrer ou de s'orienter autour de leurs positions d'équilibre moyennes. Ils forment une espèce de trame ou d'éponge à l'intérieur de laquelle subsistent des vides. Nous admettrons que de nombreux atomes métalliques émettent spontanément des corpuscules, qui vont circuler à grande vitesse dans les interstices, en même temps que les atomes en question deviennent des ions positifs. Un équilibre dynamique s'établit entre les corpuscules libres, les ions positifs avec lesquels ils peuvent se recombiner, et les atomes restés neutres qui peuvent à leur tour se dissocier. Mais il y a deux manières bien différentes de concevoir cet équilibre. On peut d'abord, avec Riecke, Drude et Lorentz, admettre qu'un corpuscule libre effectuera un grand nombre de chocs contre les molécules neutres avant de se recombiner avec un ion positif. En ce cas, un équilibre de température aura le temps de s'établir entre corpuscules et molécules : les énergies cinétiques se répartiront conformément aux lois habituelles de la théorie cinétique. On peut, au contraire, comme l'a proposé J.-J. Thomson, admettre qu'un électron sorti d'un atome est pris aussitôt par un autre atome, ce qui ne laisse pas à l'équilibre thermique le temps de s'établir entre les diverses particules et empêche l'application directe des formules de répartition de la théorie cinétique usuelle.

Ces deux points de vue, également plausibles en principe, ont été très inégalement développés. La plupart des auteurs ont suivi la

---

tive d'un sujet aussi considérable, je me contente de rappeler les noms des principaux fondateurs de la théorie électronique des métaux : ce sont, dans l'ordre historique, Riecke, Drude, J.-J. Thomson et H.-A. Lorentz. Quelques-uns de leurs Mémoires ont été traduits dans les *Rapports du Congrès de* 1900 et dans *Ions, Électrons et Corpuscules*. Les travaux de Drude et de Lorentz, dont nous ferons surtout usage, ont paru respectivement aux *Annalen der Physik* à partir de 1900 et aux *Proceedings* d'Amsterdam à partir de 1904 ; ceux de J.-J. Thomson sont résumés dans son Ouvrage « Corpuscular Theory of Matter » (1907). Je rappellerai aussi que ces théories ont déjà été exposées plusieurs fois en France, en particulier par M. Langevin dans son cours du Collège de France. Enfin, dans l'exposé qu'on va lire, j'ai fait usage de la bonne monographie de M. K. Baedecker sur les métaux.

première voie, et, grâce à l'appui de la théorie cinétique, y sont allés très avant. J.-J. Thomson d'autre part, a donné quelques indications sur la seconde conception, et a montré qu'elle pouvait être réellement développée avec succès. Comme les résultats obtenus ne sont pas extrêmement différents, malgré l'opposition absolue des modes de raisonnement, nous nous attacherons surtout à la théorie la plus usuelle, quitte à esquisser ensuite rapidement la seconde (§ 13).

Nous raisonnerons donc comme si, à travers une trame d'atomes neutres et d'ions positifs à peu près fixes, de nombreux corpuscules répartis uniformément circulaient en permanence, en effectuant des chocs incessants contre les obstacles fixes. C'est cette dissociation corpusculaire permanente qui va caractériser pour nous les conducteurs métalliques. Les corpuscules libres dans le métal constituent un véritable gaz dont les molécules, très petites et négativement chargées, seraient mélangées à celles d'un autre gaz à molécules beaucoup plus grosses, neutres, et pratiquement immobiles. Cherchons à appliquer à ce gaz les raisonnements de la théorie cinétique ordinaire.

Si l'équilibre thermique est atteint dans le métal, c'est que l'*énergie cinétique moyenne* d'un corpuscule sera égale à celle d'une molécule d'un gaz quelconque à la même température absolue et proportionnelle à cette température. C'est ce qu'exprime la formule fondamentale [1]

$$\frac{mv^2}{2} = \alpha T, \tag{1}$$

dans laquelle la constante universelle α peut se calculer, comme on sait, par la relation

$$\alpha = \frac{3}{2}\frac{R}{N} = 1{,}83 \times 10^{-16}, \tag{2}$$

où R désigne la constante des gaz parfaits rapportée à une molécule-gramme ($8{,}32 \times 10^7$) et N la constante d'Avogadro, c'est-à-dire le nombre de molécules par molécule-gramme (68×10^{22}).

En second lieu, si l'on désigne par n le nombre de corpuscules par centimètre cube du métal, la *pression* p qu'ils exercent est donnée par l'expression

$$p = \frac{1}{3} nmv^2 = \frac{2}{3} n\alpha T; \tag{3}$$

---

[1] Cette relation et toutes celles qui vont suivre sont démontrées dans tous les traités de théorie cinétique des gaz, par exemple dans le *Traité de Boltzmann* (traduction Galotti et Bénard, édité chez Gauthier-Villars).

elle est numériquement le tiers de l'énergie cinétique par unité de volume.

Nous ferons également un fréquent usage de la notion de *libre parcours moyen* des corpuscules, cette grandeur étant définie comme la moyenne l des parcours libres effectués par tous les corpuscules entre deux chocs.

Si l'on attribue, en première approximation, à tous les corpuscules, la même vitesse moyenne v et le même libre parcours moyen l, on établit aisément la formule qui permet de calculer le *transport d'une grandeur quelconque* par les corpuscules. Soit G une grandeur quelconque attachée à une molécule d'un gaz et variant d'un point à l'autre du gaz, de manière à avoir parallèlement à l'axe des x un gradient $\frac{dG}{dx}$. La quantité de cette grandeur que la diffusion transporte par seconde à travers une surface de 1^{cm^2} normale à Ox est donnée par la formule

$$\Gamma = \frac{1}{3} nlv \frac{dG}{dx}. \tag{4}$$

Si l'on veut une approximation meilleure, on admettra que les corpuscules n'ont pas tous la même vitesse d'agitation thermique, mais que leurs vitesses sont distribuées autour de la vitesse moyenne v suivant la *loi de Maxwell*. D'après celle-ci, les électrons dont la vitesse U a ses composantes comprises entre ξ, η, ζ et $\xi + d\xi$, $\eta + d\eta$, $\zeta + d\zeta$ sont, par centimètre cube, en nombre

$$dn = A e^{-hU^2} d\xi\, d\eta\, d\zeta,$$

avec

$$\left\{ \begin{aligned} h &= \frac{3m}{4\alpha T}, \\ A &= n\sqrt{\frac{h^3}{\pi^3}}. \end{aligned} \right. \tag{5}$$

On peut en déduire aisément le nombre d'électrons par centimètre cube dont une composante de vitesse, par exemple la composante ξ, sera comprise entre ξ et $\xi + d\xi$. Il suffit d'intégrer l'expression précédente par rapport à η et à ζ de $-\infty$ à $+\infty$. On trouve ainsi le nombre

$$dn_1 = n\sqrt{\frac{h}{\pi}}\, e^{-h\xi^2} d\xi. \tag{6}$$

4. Couches doubles à la surface des métaux. — Les hypothèses fondamentales étant ainsi précisées, il nous faut d'abord comprendre

pourquoi les électrons ne sortent pas du métal en vertu même de leur mouvement d'agitation. La réponse est aisée : c'est la couche double qui existe à la surface du métal qui arrête la sortie des électrons, formant comme une membrane imperméable au gaz corpusculaire. Cette couche double a dû se former par l'accumulation des électrons qui, sortis du métal à une faible distance, ont été retenus par l'attraction des charges positives laissées en arrière. Elle a donc sa partie négative vers l'extérieur. Un corpuscule ne pourra la franchir que si son énergie cinétique dépasse une certaine limite. L'existence de la couche double entraîne en effet l'existence d'un excès de potentiel V du métal sur le milieu ambiant, et un corpuscule qui traverse la couche effectue un travail e V contre les forces électriques. La composante de la vitesse normale à la surface étant ξ, il ne pourra fournir ce travail que si

$$\frac{1}{2} m \xi^2 > e\mathrm{V}.$$

Il faudra donc que ξ dépasse un certain seuil c donné par la relation

$$c^2 = \frac{2e\mathrm{V}}{m}. \tag{7}$$

Or, on se rend compte aisément que, au moins à la température ordinaire, ce seuil pourra ne pas être atteint. La valeur de la vitesse moyenne d'agitation v d'un corpuscule peut, en effet, se déduire des formules (1) et (2). Celles-ci nous donnent

$$v^2 = \frac{2\alpha\mathrm{T}}{m} = \frac{3\mathrm{RT}}{\mathrm{N}m} = \frac{3\mathrm{RT}}{\mathrm{N}e}\,\frac{e}{m}.$$

Or, le produit $\mathrm{N}e$ qui figure au dénominateur n'est autre chose que la charge transportée par un atome-gramme monovalent dans l'électrolyse, c'est-à-dire 9660 unités électromagnétiques C. G. S. Les autres facteurs étant connus d'après les paragraphes 2 et 3, on trouve à 0°

$$v^2 = \frac{3 \times 8.32 \times 10^7 \times 273}{9660} \times 1.76 \times 10^7 = 1.24 \times 10^{14} \quad (^1).$$

On en déduit

$$c^2 = \frac{v^2}{3} = 0.41 \times 10^{14};$$

(1) On déduit de là $v = 1.[illegible] \times 10^{[illegible]}$ cm. valeur en accord avec tout ce que nous ont appris l'effet photo-électrique et les autres propriétés des métaux.

et l'égalité (7) nous donne alors pour V la valeur

$$V = \frac{1}{2}\,\frac{0,41 \times 10^{14}}{1,76 \times 10^{7}} = 1,1 \times 10^{6} \text{ unités électromagnétiques} = \frac{1}{100} \text{ de volt env.}$$

Telle est la différence de potentiel suffisante pour arrêter à 0° les électrons à leur sortie du métal. La valeur obtenue est, comme on voit, tout à fait acceptable, et probablement inférieure à la réalité. Il faut remarquer d'ailleurs que cette valeur, indépendante de la nature du conducteur étudié, est une limite *supérieure* de la chute de potentiel nécessaire, car nous avons fait abstraction des forces qui s'exercent probablement entre les électrons et les molécules du métal, forces qui varieront d'un métal à un autre, et dont l'effet, si elles existent, ne peut que s'ajouter à celui de la couche double pour retenir les corpuscules à l'intérieur du métal.

5. **Effet photo-électrique de Hertz et effet Edison. Expériences de Richardson.** — Du moment que la couche double superficielle s'oppose à la sortie des électrons, il est clair que toute modification de cette couche double ou tout accroissement de l'énergie cinétique des électrons pourra faciliter cette sortie. C'est précisément ce qui arrive lors des émissions de corpuscules par les métaux dans certaines circonstances particulières, émissions sur lesquelles nous allons nous arrêter un instant, parce qu'elles nous fournissent la preuve expérimentale de l'existence des corpuscules dans les métaux.

Dans l'effet photo-électrique de Hertz, ce sont des radiations, ordinairement ultraviolettes, qui provoquent l'émission des corpuscules. Lenard a prouvé que ces corpuscules étaient bien identiques à ceux des rayons cathodiques, en mesurant leur rapport $\frac{e}{m}$. D'autre part, leur vitesse d'émission, de l'ordre de 5×10^7 a donné quelque idée des vitesses des électrons dans l'intérieur du métal et est bien en accord avec celle que prévoit le calcul (voir la Note au paragraphe précédent). Mais le mécanisme même de l'émission et l'origine des électrons émis sont encore inconnus, malgré bien des efforts. Certains auteurs, et ce sont les plus nombreux, admettent avec Lenard que la radiation, par un phénomène de résonance, arrache les électrons *liés* aux atomes métalliques superficiels. D'autres pensent que les corpuscules émis étaient des corpuscules *libres* dans le métal, dont l'énergie cinétique a été accrue par la radiation, ou dont le passage a été facilité par une altération de la couche double. L'expérience seule en pourra décider.

L'effet thermique découvert par Edison sur les lampes à incandescence et qui porte son nom, a conduit à des résultats beaucoup plus complets et actuellement plus importants. Il s'agit ici des charges négatives émises dans le vide sous forme de rayons cathodiques par les conducteurs incandescents. J.-J. Thomson a montré le premier l'identité de ces rayons avec ceux que l'on connaissait déjà, par la mesure du rapport $\frac{e}{m}$. Mais les résultats les plus étendus ont été donnés sur ce sujet par Richardson [1]. Ayant mesuré le courant corpusculaire qu'on peut extraire du platine, du carbone et du sodium chauffés dans le vide, ce physicien a construit les courbes d'allure exponentielle qui donnent la variation de ce courant avec la température, et cherché, d'autre part, à retrouver ces courbes par un raisonnement théorique.

Si l'on appelle, comme ci-dessus, ξ et $\xi + d\xi$ les limites entre lesquelles est comprise la composante de la vitesse d'un groupe d'électrons, normale à la surface du métal, le nombre total des corpuscules de cette espèce qui frappent un centimètre carré de la surface en une seconde est donné, en vertu de la formule (6), par

$$\xi\, dn_1 = n\sqrt{\frac{h}{\pi}}\, e^{-h\xi^2}\xi\, d\xi.$$

Si donc on désigne encore par c la valeur minimum que doit prendre ξ pour que l'électron puisse s'échapper, le courant émis par centimètre carré sera

$$i = \int_c^\infty \xi e\, dn_1 = ne\sqrt{\frac{h}{\pi}} \int_{\sqrt{\frac{2eV}{m}}}^\infty e^{-h\xi^2}\xi\, d\xi,$$

ou encore

$$i = \frac{ne}{2\sqrt{\pi}}\,\frac{1}{\sqrt{h}}\, e^{-\frac{2eV}{m}h}.$$

Or, h est relié à la température absolue T par la formule (5). De sorte qu'on peut écrire

$$i = ne\sqrt{\frac{\alpha}{3m\pi}}\sqrt{T}\, e^{-\frac{3eV}{2\alpha}\frac{1}{T}}.$$

Nous mettrons ce résultat sous la forme

$$i = a\sqrt{T}\, e^{-\frac{b}{T}}. \tag{8}$$

---

(1) Voir *Ions, Electrons et Corpuscules*, t. II.

en posant

$$a = ne\sqrt{\frac{\alpha}{3m\pi}}$$

et

$$b = \frac{3eV}{2\alpha}.$$

Si l'on admet provisoirement que V et n varient peu avec la température, a et b sont des constantes, et la formule (8) nous fournit les courbes théoriques reliant i et T. Or, *ces courbes concordent remarquablement avec les courbes expérimentales.* C'est là une vérification quantitative précieuse de nos hypothèses fondamentales. Si l'on veut aller plus loin, on remarquera que les valeurs numériques de a et de b, déduites des expériences, permettent de calculer n et V. On trouve ainsi pour n des valeurs très élevées [1] de l'ordre de 10^{22}, et pour V des valeurs de l'ordre de quelques volts, par conséquent acceptables. Il est d'ailleurs inutile de chercher des concordances numériques plus parfaites, car l'hypothèse faite sur V et n, que nous avons considérés comme indépendants de la température, est certainement assez grossière : les variations de V sont rendues probables par l'existence des forces électromotrices thermo-électriques et de leurs variations; celles de n par l'effet Thomson (*voir* le paragraphe 10). Les variations de n avec T semblent même devoir être très notables, et si elles ne se font pas sentir dans les expériences de Richardson, c'est sans doute parce que le terme où figure n dans la formule (8) n'est pas le terme exponentiel, dont les variations sont de beaucoup les plus importantes.

Le succès de la théorie de Richardson peut être considéré comme une confirmation de la théorie électronique des métaux. Il n'en faudrait cependant pas exagérer l'importance et y voir, par exemple, une preuve de l'exactitude de la loi de distribution des vitesses de Maxwell. H. A. Wilson a montré, en effet, que la formule (8) pouvait se retrouver indépendamment de la loi de Maxwell, en considérant simplement la sortie des électrons comme un processus d'évaporation et en lui appliquant les lois de la Thermodynamique. Le résultat obtenu n'en reste pas moins des plus remarquables.

Ayant donné à nos hypothèses une base expérimentale, nous en développerons, dans ce qui va suivre, les conséquences, en nous plaçant d'abord au point de vue de Drude, que nous simplifierons

---

[1] Il résulterait de là que les corpuscules doivent intervenir pour une part importante dans la chaleur spécifique du métal, résultat contredit par la théorie des *quanta* de Planck et d'Einstein, ains qu'il a été dit au paragraphe 1.

le plus possible, de manière à obtenir une théorie très élémentaire [1]. Nous exposerons ensuite sommairement la théorie plus complète de Lorentz, dans laquelle la complication croissante des calculs oblige malheureusement à s'arrêter beaucoup plus tôt. Nous ferons enfin un exposé très bref du point de vue tout à fait opposé de J.-J. Thomson.

6. **Conductibilité électrique. Lois d'Ohm et de Joule.** — Nous avons considéré jusqu'ici le gaz électronique comme soustrait à toute influence extérieure. Nous allons maintenant supposer qu'on introduit de pareilles influences et chercher les modifications qui en résultent dans le mouvement des électrons.

Si l'on établit, au moyen d'une pile électrique, une différence de potentiel entre deux points d'un fil métallique, on crée à l'intérieur du métal un champ électrique X parallèle au fil. Sous son influence, les électrons tendront évidemment, en moyenne, à se transporter en sens inverse du champ. Il en résultera un transport de charges qui constitue le courant électrique.

Nous considérerons tous les électrons comme possédant la même vitesse d'agitation moyenne v et ferons abstraction pour l'instant de la loi de distribution de Maxwell. D'autre part, nous regarderons tous les électrons comme effectuant le même libre parcours l, de sorte que la durée d'un libre parcours

$$t = \frac{l}{v},$$

sera la même pour tous. Si le champ électrique X ne modifie que très peu les éléments précédents (ce que nous admettrons), l'accélération qu'il communique à un électron quelconque est $\frac{Xe}{m}$, et l'accroissement de vitesse de celui-ci pendant un libre parcours et dans le sens du champ sera

$$\frac{Xe}{m} t = \frac{Xe}{m} \frac{l}{v}.$$

Il en résulte que, pendant un libre parcours, chaque électron aura en moyenne parallèlement au champ une vitesse qui surpassera (algébriquement) sa vitesse d'agitation thermique de

$$u = \frac{1}{2} \frac{Xe}{m} \frac{l}{v}.$$

---

[1] Nous ferons en particulier abstraction pour l'instant du mouvement possible des charges positives tout Drude a tenu compte.

Cet accroissement étant supposé petit vis-à-vis de c, après chaque choc l'état antérieur d'*inorganisation* des corpuscules est reconstitué de lui-même, et notre raisonnement reste valable à chaque instant.

Si, alors, on veut calculer le courant électrique moyen par centimètre carré de section du fil, il n'y a plus qu'à évaluer la charge transportée en une seconde par suite de l'existence de l'excès de vitesse u; on trouve ainsi

$$i = neu = \frac{1}{2}\frac{ne^2 l}{mv}X.$$

Le courant est proportionnel au champ, *conformément à la loi d'Ohm*, et la conductibilité du métal est

$$\sigma = \frac{1}{2}\frac{ne^2 l}{mv},$$

ou, en vertu de la relation fondamentale (1)

$$\sigma = \frac{ne^2 cl}{4\alpha T}. \tag{9}$$

La loi de Joule dérive d'un raisonnement analogue : c'est, en effet, l'excès d'énergie cinétique que les électrons reçoivent du champ électrique entre deux chocs qui se dissipe au moment des chocs, et se répartit dans le métal en donnant naissance à la chaleur de Joule. Or, pour un électron et un libre parcours, cet excès est, d'après ce qui précède

$$w = \frac{1}{2}m\left(\frac{Xel}{mv}\right)^2.$$

Le nombre des chocs qu'un électron effectue par seconde étant $\frac{v}{l}$, la chaleur totale de Joule dissipée par centimètre cube sera, en unités mécaniques,

$$W = n\frac{v}{l} \times \frac{1}{4}m\left(\frac{Xel}{mv}\right)^2 = \frac{i^2}{\sigma}.$$

C'est l'expression algébrique bien connue de la *loi de Joule.*

7. Conductibilité thermique. Loi de Wiedemann-Franz. — Établissons, entre deux points d'un fil métallique parallèle à l'axe des x, une différence de température. Si le régime permanent est atteint, il existera un gradient de température $\frac{dT}{dx}$ en chaque point. L'énergie cinétique des électrons situés au point le plus chaud surpassant celle des électrons situés au point le plus froid, il y aura diffusion des premiers vers les seconds et, par suite, transport d'énergie cinétique ou de chaleur. Pour calculer ce flux d'énergie, il nous suffit d'appliquer

la formule (4) ci-dessus dans laquelle la grandeur G qui se transporte est l'énergie cinétique d'un électron, c'est-à-dire α T. On trouve ainsi comme densité du courant calorifique

$$\Gamma = \frac{1}{3} nlc\alpha \frac{dT}{dx},$$

ce qui donne, pour la conductibilité calorifique du métal, l'expression

$$k = \frac{1}{3} nlc\alpha. \tag{10}$$

On obtient un résultat remarquable en calculant le rapport $\frac{k}{\sigma}$ des deux conductibilités thermique et électrique. On trouve ainsi

$$\frac{k}{\sigma} = \frac{1}{3}\left(\frac{\alpha}{e}\right)^2 T. \tag{11}$$

Les constantes α et e étant des constantes universelles, cette formule exprime la loi suivante :

Le rapport des deux conductibilités thermique et électrique d'un même métal est indépendant de la nature du métal et proportionnel à la température absolue.

C'est la loi connue sous le nom de *loi de Wiedemann-Franz* (1). Énoncée d'abord comme loi empirique, elle a trouvé dans la théorie électronique des métaux sa première interprétation satisfaisante. Pour la vérifier expérimentalement, on peut d'abord se rappeler que, pour les métaux purs, la conductibilité électrique σ varie à peu près en raison inverse de la température absolue (lorsque celle-ci n'est pas trop basse). On devra donc, si la loi de Wiedemann-Franz est vraie, trouver *une conductibilité thermique à peu près indépendante de la température.* C'est ce que justifie le Tableau suivant, qui contient des nombres obtenus par Lees (2) (colonnes 1, 2, 3) et par Jaeger et Diesselhorst (3) (colonnes 4 et 5). L'unité employée est la calorie par centimètre carré et par degré. On voit qu'aux températures qui ne sont pas trop basses, les variations de k pour un même métal ne sont pas plus grandes que les différences observées à la même température par des expérimentateurs différents.

---

(1) La première partie a été énoncée par Wiedemann et Franz en 1853 ; la seconde ne l'a été qu'en 1882 par L. Lorentz.

(2) Lees, *Phil. Trans.*, t. CCVIII, 1908, p. 381.

(3) Jaeger et Diesselhorst, *Abhandl. der Phys. Techn. Reichsanstalt*, t. III, Berlin, 1900, p. 269.

	CONDUCTIBILITÉS THERMIQUES DES MÉTAUX.				
	−170°	−100°	−18°	−18°	−100°
Cuivre	1,112	0,973	0,916	0,918	0,908
Argent	0,996	1,008	0,974	1,006	0,992
Zinc	0,280	0,271	0,268	0,265	0,265
Cadmium	0,240	0,231	0,217	0,222	0,216
Aluminium	0,524	0,492	0,504	0,480	0,492
Étain	0,195	0,176	0,157	0,155	0,145
Plomb	0,093	0,087	0,083	0,083	0,082

Une vérification plus complète consiste à mesurer, sur le même échantillon de métal, les deux conductibilités et à prendre leur rapport à diverses températures. Voici les résultats obtenus ainsi par Jaeger et Diesselhorst. La première colonne donne le rapport $\frac{k}{\sigma}$ à 18°. La seconde donne le coefficient de variation de ce rapport avec la température entre 18° et 100°. On peut ainsi juger du degré d'exactitude des deux parties de la loi.

Loi de Wiedemann-Franz.

k est mesuré en thermies par centimètre carré et par degré,
σ en unités électromagnétiques C.G.S.

	RAPPORT $\frac{k}{\sigma}$.	COEFFICIENT de variation.
Al à 99 pour 100	$6,36 \times 10^{10}$	$4,57 \times 10^{-3}$
Cu	6,71	3,95
Ag	6,86	3,77
Au	7,09	3,75
Ni à 97 pour 100	6,99	3,93
Zn	6,72	3,85
Cd	7,06	3,73
Pb	7,15	4,07
Sn	7,35	3,40
Pt	7,53	4,64
Pd	7,54	4,69
Fe (0,1 pour 100 de C)	8,02	4,32

On sera frappé de la constance relativement très grande des nombres contenus dans les deux colonnes de ce Tableau, surtout si l'on se souvient que la conductibilité calorifique k peut, d'après le premier Tableau, varier dans le rapport de 1 à 12 environ. Il est, d'autre part, extrêmement intéressant de comparer la moyenne des nombres obtenus avec les valeurs théoriques déduites de la formule (11). Pour la deuxième colonne, le nombre théorique serait évidemment le coefficient de dilatation des gaz

$$\alpha = \frac{1}{273} = 3{,}67 \times 10^{-3};$$

les nombres réels sont un peu plus élevés, sauf pour l'étain, mais l'écart reste très acceptable. Pour la première colonne, la moyenne des nombres obtenus est $7{,}11 \times 10^{10}$ pour les métaux purs. Or, la valeur théorique du rapport $\frac{k}{\sigma}$ à 18° est aisée à calculer. On a, en effet, d'après la formule (2), et le calcul déjà fait au paragraphe 4

$$(12) \qquad \frac{\alpha}{e} = \frac{3}{2}\frac{R}{Ne} = \frac{3 \times 8{,}3 \times 10^7}{2 \times 9660} = 1{,}29 \times 10^4.$$

La formule (11) donne, dès lors, à la température absolue T = 291, la valeur

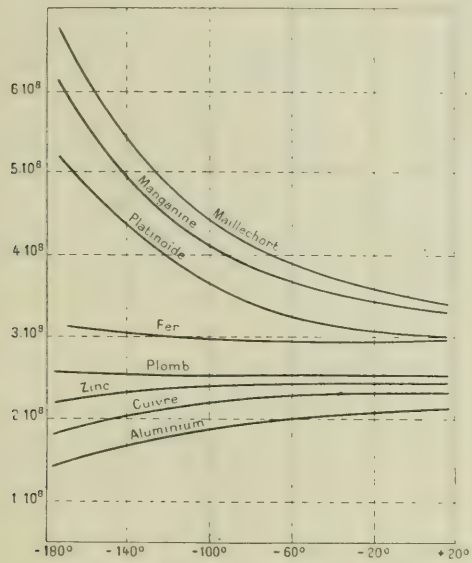
$$\frac{k}{\sigma} = 6{,}47 \times 10^{10}.$$

On voit que l'accord avec l'expérience est encore très satisfaisant. Il n'y a pas lieu, d'ailleurs, d'attribuer une trop grande importance à la concordance plus ou moins approchée des valeurs absolues; car des modifications de la théorie conduisent, comme nous le verrons, à des formules légèrement différentes des précédentes et aussi plausibles : c'est la concordance des ordres de grandeur qui doit surtout être retenue.

Il faut remarquer cependant que la loi de Wiedemann-Franz est beaucoup moins bien vérifiée aux très basses températures qu'aux températures ordinaires. Et les écarts entre la théorie et l'expérience ont été mis par Lees sous une forme très frappante, que nous allons indiquer. D'après notre théorie, l'expression $\frac{k}{\sigma T}$ doit être indépendante de la nature du métal et de la température : elle doit représenter une constante universelle égale à peu près à $2{,}27 \times 10^8$. Or, Lees a construit les courbes qui représentent la variation réelle de cette grandeur avec T et qui sont reproduites ici.

Il semble, d'après ces courbes, que la loi de Wiedemann-Franz soit une loi limite, vraie seulement pour les températures élevées. Il y a là

Fig. 1.



une suggestion intéressante en vue des perfectionnements ultérieurs à apporter à la théorie.

Nous n'avons parlé dans ce qui précède que des métaux purs. De très nombreuses expériences ont été faites aussi sur la conductibilité électrique ou thermique des alliages, en vue surtout de vérifier pour eux la loi de Wiedemann-Franz. Les résultats sont trop compliqués pour être exposés ici et dépendent beaucoup de la nature de l'alliage : les mélanges de cristaux différents, les solutions solides et les combinaisons chimiques proprement dites ne se comportent pas de la même manière. En général, la résistance électrique est plus élevée que ne le ferait prévoir la loi des mélanges et la loi de Wiedemann-Franz est moins bien vérifiée que pour les métaux purs (1). Cependant, un parallélisme évident subsiste encore entre les deux conductibilités (2). Plusieurs interprétations théoriques ont été propo-

(1) C'est ce qui ressort des trois premières courbes de la figure précédente, qui sont relatives à des alliages.

(2) Nous renverrons ici à la monographie de Baedecker (*Die elektrischen Erscheinungen in metallischen Leitern*) les lecteurs qui voudraient se renseigner plus exactement à ce sujet.

sées pour expliquer les écarts qu'on observe ici par rapport aux lois plus simples suivies par les métaux purs. Il est probable que les écarts ne sont pas dus dans tous les cas à la même cause. Dans le cas où l'alliage est hétérogène dans sa constitution, on peut faire appel, d'après lord Rayleigh, à un mécanisme assez simple pour expliquer son accroissement de résistance. Le passage d'un courant devra développer au contact de deux particules différentes un effet Peltier, c'est-à-dire produire un dégagement de chaleur correspondant à un accroissement apparent de résistance : il y aurait donc une fausse résistance à ajouter à la résistance ordinaire. Cette explication, suffisante dans certains cas, ne paraît pas l'être dans tous, et divers théoriciens, Riecke par exemple, ont construit des théories en rapport plus étroit avec les idées électroniques. Mais le sujet est encore trop confus pour qu'il y ait lieu d'y insister ici.

8. **Électricité de contact et effet Peltier. Loi de Volta.** — Considérons un conducteur linéaire parallèle à l'axe des x et le long duquel la nature ou la température du métal peuvent varier d'un point à un autre. Les diverses grandeurs n, l, e, etc., précédemment définies, deviendront des fonctions de x. Nous allons admettre que le conducteur a atteint un état stationnaire, et exprimer que les corpuscules contenus entre les plans d'abscisse x et $x+dx$ restent en nombre invariable. Nous serons ainsi conduit à une relation qui joue un rôle fondamental dans toute la théorie de l'électricité de contact et des phénomènes thermo-électriques.

Si l'on suppose que l'hétérogénéité ou la répartition non uniforme de la température ont été créées brusquement à un certain moment, il en résulte dans la couche d'épaisseur dx un transport d'électrons par diffusion, depuis les points où la densité ou l'énergie cinétique des électrons sont les plus grandes vers les autres. Il y aura par suite tendance à l'accumulation de charges électriques vers certains points du métal, c'est-à-dire apparition d'un champ électrique X en chaque point du conducteur, qui tendra à ramener les électrons vers les régions initiales. L'état stationnaire sera évidemment atteint lorsque le courant de diffusion sera compensé exactement par le courant de retour provoqué par le champ X. Or, si l'on désigne par p la pression des électrons au point d'abscisse x, la pression au point d'abscisse $x+dx$ est $p+\frac{dp}{dx}dx$, et c'est la différence de ces pressions, soit $\frac{dp}{dx}dx$, qui produit le courant de diffusion. D'autre part, les électrons

contenus dans l'élément dx sont, par centimètre carré de section du fil, en nombre $n\,dx$, de sorte que le champ X exerce sur eux la force totale $X\,en\,dx$. La condition d'équilibre est donc la suivante

$$X\,en = -\frac{dp}{dx},$$

ou, si l'on se rappelle la formule (3),

$$X = -\frac{2}{3}\frac{\alpha}{e}\frac{1}{n}\frac{d(nT)}{dx}. \tag{13}$$

Appliquons d'abord cette formule au cas où le conducteur est à température uniforme, mais composé de deux métaux différents P et Q dans lesquels les nombres d'électrons par centimètre cube à la température T sont n_P et n_Q. La formule (13) nous montre que le champ X ne diffère de zéro que dans la couche de contact des deux conducteurs. Nous admettrons que cette couche a une épaisseur finie quoique très faible et que n y varie très rapidement quoique d'une façon continue. L'intégration de l'expression précédente dans l'épaisseur de la couche nous fournit alors *la différence de potentiel de contact* entre les deux métaux P et Q

$$V_{P,Q} = \int_P^Q X\,dx = -\frac{2}{3}\frac{\alpha T}{e}\int_P^Q \frac{1}{n}\frac{dn}{dx}\,dx = \frac{2}{3}\frac{\alpha T}{e}\log\frac{n_P}{n_Q}. \tag{14}$$

Si la chaîne métallique, au lieu d'être formée de deux métaux seulement, P et Q, en renferme un troisième S, intercalé entre les autres, la différence de potentiel entre les métaux extrêmes sera, en vertu du même raisonnement

$$V_{P,Q} = \frac{2}{3}\frac{\alpha T}{e}\log\frac{n_P}{n_S} + \frac{2}{3}\frac{\alpha T}{e}\log\frac{n_S}{n_Q} = \frac{2}{3}\frac{\alpha T}{e}\log\frac{n_P}{n_Q}.$$

Elle aura donc la même valeur que si le métal intermédiaire n'existait pas. Et ce résultat s'étend évidemment au cas d'un nombre quelconque de métaux intermédiaires. En particulier, si les métaux extrêmes sont identiques, la différence de potentiel entre eux sera nulle, et l'on pourra les mettre au contact, en fermant ainsi la chaîne, sans produire aucun courant. On reconnaît la *loi de Volta.*

La formule (14) nous fournit du même coup le coefficient de l'*effet Peltier* $\pi_{P,Q}$ au contact des deux métaux P et Q à la température T. Si, en effet, on fait passer l'unité de quantité d'électricité à travers la soudure des deux métaux, il faut effectuer contre la force électrique X

un travail mesuré par la différence de potentiel $V_{P,Q}$, et qui apparaît, conformément à l'expérience, sous forme de chaleur. On a donc, comme expression de cette quantité de chaleur en unités mécaniques,

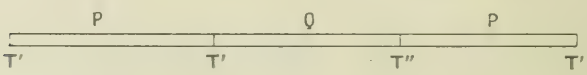
$$(15) \qquad \pi_{P,Q} = V_{P,Q} = \frac{2}{3}\frac{\alpha T}{e} \log \frac{n_P}{n_Q}.$$

9. **Forces électromotrices thermo-électriques. Lois de Magnus et de Becquerel.** — Pour arriver au calcul des forces électromotrices thermo-électriques, nous allons appliquer la formule fondamentale (13) à un cas nouveau, celui d'un conducteur linéaire primitivement homogène, mais dont les deux extrémités H et K, sont maintenues à des températures différentes T′ et T″. Le raisonnement fait pour établir la formule (13) nous montre qu'il s'établira entre les deux extrémités une différence de potentiel, qu'on obtiendra en intégrant le champ électrique d'une extrémité à l'autre, et qui sera donnée par conséquent par l'expression

$$(16) \quad V_{T',T''} = \int_H^K X\,dx = -\frac{2}{3}\frac{\alpha}{e}\int_{T'}^{T''} \frac{1}{n}\frac{d(nT)}{dT}\,dT = -\frac{2}{3}\frac{\alpha}{e}\int_{T'}^{T''} T\,\frac{d\log(nT)}{dT}\,dT.$$

Considérons, dès lors, un circuit ouvert constitué par trois conducteurs linéaires mis bout à bout et parallèles à l'axe des x. Le premier et le troisième sont formés par le métal P, le second par le métal Q. La température, constante et égale à T′ le long du premier, varie de

Fig. 2.



T′ à T″ le long du second, et revient de T″ à T′ le long du troisième. La différence de potentiel entre les extrémités sera évidemment la force électromotrice d'un couple thermo-électrique constitué par les deux métaux P et Q avec ses soudures aux températures T′ et T″. Pour la calculer, nous désignerons par n'_P et n'_Q les nombres d'électrons par centimètre cube dans les métaux P et Q à la température T′; par n''_P et n''_Q les mêmes nombres à la température T″; enfin par n_P et n_Q les mêmes nombres à la température T. On rencontrera dès lors le long du circuit ouvert les chutes de potentiel suivantes, d'après

les formules (14) et (16)

0	le long du premier conducteur,
$\frac{2}{3}\frac{\alpha}{e}T'\log\frac{n'_P}{n'_Q}$	au passage du premier au second,
$-\frac{2}{3}\frac{\alpha}{e}\int_{T'}^{T''}T\frac{d\log(n_Q T)}{dT}dT$	le long du second,
$\frac{2}{3}\frac{\alpha}{e}T''\log\frac{n''_Q}{n''_P}$	au passage du second au troisième,
$-\frac{2}{3}\frac{\alpha}{e}\int_{T''}^{T'}T\frac{d\log(n_P T)}{dT}dT$	le long du troisième.

La somme de toutes ces chutes partielles donne la force électromotrice thermo-électrique totale

$$E = \frac{2}{3}\frac{\alpha}{e}\int_{T'}^{T''}\log\frac{n_Q}{n_P}dT. \tag{17}$$

Les formules (16) et (17) renferment les lois fondamentales de la thermo-électricité. D'abord le long d'un *même métal* en circuit fermé la chute totale de potentiel est nécessairement nulle en vertu de (16), puisque l'hypothèse du circuit fermé se traduit simplement par $T' = T''$ C'est la *loi de Magnus*. D'autre part, la formule (17) montre que la force électromotrice d'un couple thermo-électrique, considérée comme fonction des températures T' et T'' des soudures, se présente sous forme d'une différence de fonctions dont l'une ne dépend que de T'' et l'autre de T'. Il en résulte que la force électromotrice entre deux températures T' et T'' est la somme des forces électromotrices qu'on obtiendrait entre T' et T d'une part, puis entre T et T'', la température T étant intermédiaire entre les deux premières. C'est la *loi dite des températures intermédiaires*, due à A. Becquerel. Ces deux lois entraînent comme conséquence la *loi des métaux intermédiaires* de A. Becquerel, qu'on peut aussi déduire directement de (17), et en vertu de laquelle l'interposition d'un troisième métal quelconque en un point d'un circuit thermo-électrique ne modifie pas la force électromotrice dans ce circuit, pourvu que les extrémités de ce métal soient à la même température.

Lorsqu'on cherche à soumettre les formules précédentes à un contrôle numérique, on rencontre, à côté de certains résultats très acceptables, des difficultés dont nous allons dire quelques mots. Supposons que, dans un couple thermo-électrique, les températures des deux soudures ne diffèrent que de 1°. La force électromotrice, en

vertu de (17), pourra alors se calculer approximativement par l'égalité

$$E = \frac{2}{3}\frac{\alpha}{e}\log\frac{n_Q}{n_P}.$$

Si l'on introduit dans cette relation la valeur numérique de $\frac{\alpha}{e}$ calculée plus haut [formule (12)], on trouve

$$\log\frac{n_Q}{n_P} = 0.00011\,E.$$

Dans le cas du couple bismuth-antimoine, dont la force électromotrice est particulièrement élevée, l'expérience donne pour E la valeur 12 000 environ (en unités électromagnétiques), ce qui conduit à

$$\frac{n_Q}{n_P} = 3.7.$$

Il n'y a aucune difficulté à admettre ce rapport des nombres d'électrons libres dans deux métaux aussi éloignés l'un de l'autre dans la série thermo-électrique. Sous ce rapport, les hypothèses faites ne se heurtent à aucune impossibilité.

Mais, comme l'a fait observer J.-J. Thomson, les difficultés apparaissent quand on rapproche les phénomènes thermo-électriques de la conductibilité électrique. La conductibilité électrique d'un métal à la température T est, en effet proportionnelle à nl, d'après la formule (9). Lorsque le métal fond, la conductibilité diminue beaucoup; elle est divisée par 2 environ pour plusieurs métaux usuels (Sn, Zn, Pb). Si donc on désigne par n' et l' la densité des électrons et leur chemin moyen dans le métal fondu, on doit avoir à peu près à la température de fusion

$$nl = 2n'l'.$$

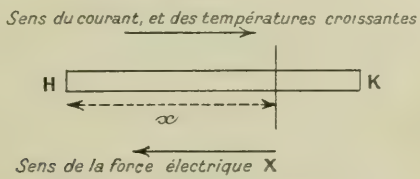
Or, il est naturel d'admettre que les molécules qui limitent le chemin moyen sont plus écartées (en vertu de la diminution de densité), dans le liquide que dans le solide, de sorte que l' doit être supérieur à l. On en conclurait que n est supérieur à $2n'$, ce qui entraînerait, d'après (14), l'existence d'une différence de potentiel de contact très appréciable (du même ordre que le pouvoir thermo-électrique du couple Bi-Sb) entre un métal solide et le même métal fondu. Or, les expériences les plus exactes ont montré que la force électromotrice d'un couple thermo-électrique ne changeait pas ou changeait très peu au moment de la fusion d'un des métaux du couple. Il y a donc contradiction sur ce point entre la théorie et l'expérience.

Peut-être n'est-il pourtant pas impossible d'expliquer ce désaccord en admettant que les particules fixes (ou à peu près) qui limitent les chemins moyens dans un métal ne sont pas les molécules elles-mêmes, mais des groupements de molécules qui changent de dimensions avec la température, et aussi au moment de la fusion. S'il en était ainsi, et l'étude de l'effet Thomson nous amènera à la même conception, les conclusions relatives à l et à l' pourraient ne plus être exactes, ce qui ferait disparaître la difficulté précédente [1].

10. Effet Thomson. Relations entre les divers effets thermo-électriques. — L'effet Thomson est le dégagement de chaleur qui se produit dans un conducteur primitivement homogène dont tous les points ne sont pas à la même température, lorsqu'il est traversé par un courant électrique d'intensité i. Ce dégagement change de signe lorsque i change de sens; il se superpose algébriquement à la chaleur de Joule et il est, pour un élément de conducteur dont les extrémités présentent la différence de température $d\mathrm{T}$, proportionnel à $i\,d\mathrm{T}$.

Pour préciser, nous supposerons que les abscisses x le long du conducteur HK (*fig.* 3) sont comptées dans le sens des températures

Fig. 3.



croissantes, et que le courant i a également le même sens. La température T est alors fonction de x le long du conducteur, et entre deux sections d'abscisses x et $x + dx$ existe l'accroissement de température $d\mathrm{T}$. Le dégagement de chaleur désigné sous le nom d'*effet Thomson* est alors de la forme

$$q = \mu i\, d\mathrm{T}, \tag{18}$$

et le coefficient μ est appelé *chaleur spécifique d'électricité* au point d'abscisse x.

---

[1] M. Baedecker a cherché à éviter cette difficulté en introduisant les pressions p_P et p_Q des électrons en équilibre avec les métaux P et Q, et en montrant que la formule (17) subsiste en remplaçant les n par les p. Mais cette théorie ne supprime la difficulté que formellement et ne fait que la reculer.

Pour le calculer, nous remarquerons que le dégagement de chaleur q est dû à deux causes :

1° En vertu de la formule fondamentale (13), si l'on transporte au moyen d'un courant électrique i un corpuscule du point d'abscisse $x - dx$ au point d'abscisse x, il faut effectuer un travail contre la force électrique X, dont l'existence est une conséquence nécessaire du gradient de température dans l'état d'équilibre. Ce travail $Xe\,dx$ qui est ici négatif correspond à une absorption de chaleur dans l'élément dx.

2° Puisque le corpuscule passe d'un point où la température est $T + dT$ à un autre point où la température est T, il aura au départ une énergie cinétique $\alpha(T + dT)$ et à l'arrivée l'énergie cinétique αT. La différence $\alpha\,dT$ apparaît dans l'élément dx sous forme de chaleur.

La quantité totale de chaleur *dégagée* pendant le transport sera donc

$$\alpha\,dT - Xe\,dx.$$

Or, le nombre de corpuscules qui, sous l'influence du courant i, traverseront par seconde (de K vers H) l'unité de section du conducteur, est nu, en désignant par u l'excès de vitesse moyen que le courant leur communique parallèlement à Ox; et cette expression peut se remplacer par $\frac{i}{e}$, comme on l'a vu au paragraphe 6. Donc, la quantité totale de chaleur dégagée dans l'élément dx en une seconde sera

$$q = \frac{i}{e}(\alpha\,dT - Xe\,dx). \tag{19}$$

La comparaison de (18) et de (19) donne, pour la chaleur spécifique d'électricité, l'expression

$$\mu = \frac{\alpha}{e}\left(1 - X\frac{e}{\alpha}\frac{dx}{dT}\right),$$

ou, en vertu de (13),

$$\mu = \frac{\alpha}{e}\left[1 - \frac{2}{3}\frac{1}{n}\frac{d(nT)}{dT}\right].$$

On peut écrire aussi

$$\mu = \frac{\alpha}{3e}\left(1 - 2T\frac{d\log n}{dT}\right). \tag{20}$$

Une conséquence extrêmement remarquable des formules (15), (17) et (20), qui donnent respectivement l'effet Peltier, la force électromotrice thermo-électrique de l'effet Thomson est que, si l'on distingue par les indices P et Q les grandeurs relatives à deux métaux différents,

les trois grandeurs thermo-électriques sont reliées, comme on le vérifie aisément, par les relations

$$\mu_Q - \mu_P = T \frac{d}{dT}\left(\frac{\pi_{P,Q}}{T}\right),$$

$$E = -\int_{T_1}^{T_2} \frac{\pi_{P,Q}}{T}\, dT.$$

Or, ces relations sont précisément celles que lord Kelvin a déduites de l'application des principes de la Thermodynamique aux piles thermo-électriques. Il y a donc accord entre la théorie thermodynamique et la théorie électronique des piles thermo-électriques. On a souvent reproché à la première de ces deux théories un manque de rigueur, en ce sens qu'elle néglige complètement le phénomène irréversible de la conductibilité calorifique entre les deux soudures chaude et froide. Il est donc du plus haut intérêt de retrouver les mêmes formules par une théorie dans laquelle la conductibilité thermique du métal joue au contraire un rôle essentiel.

Cherchons à faire une application numérique de la formule (20). D'après cette formule, la chaleur spécifique d'électricité est la différence de deux termes dont le premier est une constante indépendante de la nature du métal. Or cette constante, déduite de (12), a pour valeur

$$\frac{\alpha}{3e} = 0.43 \times 10^{4},$$

ce qui correspond, d'après (18), pour un courant d'intensité 1 et une différence de température de 1°, à une quantité de chaleur

$$\frac{0.43 \times 10^{4}}{4.2 \times 10^{7}} = 1.02 \times 10^{-3} \text{ calorie par seconde.}$$

L'expérience faite sur le bismuth, métal qui fournit un effet Thomson exceptionnellement grand, donne le nombre $0,3 \times 10^{-3}$, c'est-à-dire à peine le tiers du précédent, pour la chaleur spécifique d'électricité tout entière. Pour un métal ordinaire, la valeur de α sera donc une petite fraction seulement de son premier terme. Il en résulte que le second terme doit, dans presque tous les métaux, compenser presque exactement le premier. Si cette compensation était complète, la formule (20) entraînerait la conséquence

$$\log n = \frac{1}{2} \log T - \text{const.}.$$

c'est-à-dire que *n varierait proportionnellement à* $\sqrt{T}$ (¹). Si μ est positif, la variation sera un peu plus rapide : si μ est négatif, elle sera un peu moins rapide. Mais elle sera presque toujours de cet ordre. Nous avons déjà indiqué, à propos de l'effet Richardson (§ 5) combien il était peu vraisemblable que n ne change pas avec T.

La variation rapide de n avec la température entraîne une variation encore plus rapide de l, le libre parcours moyen des électrons. Rappelons, en effet, que la conductibilité du métal varie, d'après la formule (9), proportionnellement à $\frac{nvl}{T}$. Or, v est proportionnel à $\sqrt{T}$ [formule (1)] et n l'est aussi à peu de chose près : comme la conductibilité σ varie en première approximation comme $\frac{1}{T}$, il doit en être de même de l. Cette variation extrêmement rapide est difficile à comprendre si les chemins moyens des électrons sont limités par les molécules mêmes du métal. Celles-ci, en effet, s'écartent un peu quand la température augmente, comme l'indique la faible dilatation du métal ; et ce faible écart entraînerait un accroissement du chemin moyen des électrons au lieu de la diminution rapide que nous venons de calculer. Mais, comme l'a indiqué J.-J. Thomson, l'étude de la constitution des métaux faite par la métallographie fournit un moyen très naturel d'échapper à cette difficulté. On sait, en effet, que les métaux sont, en général, formés de cristaux enchevêtrés (²), visibles au microscope, et établissant dans le métal une discontinuité très nette. On peut, dès lors, penser que, contrairement à ce qui se passe dans les gaz, les particules qui limiteront le chemin moyen des électrons ne seront pas forcément des molécules, mais des particules plus grosses formées de nombreuses molécules agglomérées. Les théories précédentes ne seront nullement modifiées, sauf sur le point suivant : quand la température s'élèvera, les particules en question pourront se désagréger rapidement en particules plus petites et plus nombreuses, ce qui entraînera, malgré la décroissance de la densité, une diminution du chemin moyen des élec-

---

(¹) Remarquons que l'hypothèse de n indépendant de la température, aussi bien que l'hypothèse de n proportionnel à $\sqrt{T}$ ou à une fonction de la température indépendante de la nature du métal, entraînerait d'après (17) l'existence de couples thermo-électriques à marche uniforme. Pour expliquer l'*inversion* il faudrait sans doute avoir recours à des hypothèses plus compliquées, ou tenir compte de ce que μ est différent de zéro.

(²) Les deux clichés projetés le jour de la conférence et représentant des échantillons de fer et de cadmium purs m'ont été prêtés par M. Legris que je suis heureux de remercier ici.

trons. Nous avons déjà vu qu'on pouvait, dans le même ordre d'idées, chercher à résoudre les difficultés qui se présentent à propos des forces électromotrices thermo-électriques (§ 9).

Si la conception précédente est exacte, le chemin moyen l des électrons serait, sans doute, bien plus considérable aux très basses températures qu'à la température ordinaire. Les phénomènes qui sont sous sa dépendance seraient donc beaucoup plus marqués; parmi eux, on peut citer la variation de résistance dans un champ magnétique ou l'absorption de la lumière (voir plus loin). Peut-être y aurait-il intérêt à soumettre ces prévisions au contrôle de l'expérience.

Une autre explication pourrait être tentée en admettant que les atomes vibrent plus fortement quand la température s'élève ; leur sphère d'action devenant plus grande, le chemin moyen des électrons décroîtrait (Lindemann et Langevin).

11. Phénomène de Hall. Effets galvanomagnétiques et thermomagnétiques. — Nous arrivons ici à un domaine où la théorie électronique des métaux se heurte à des difficultés importantes. La concordance, même qualitative, entre la théorie et l'expérience, devient souvent mauvaise. Mais si l'on considère que, d'une part, une théorie un peu complète des phénomènes est infiniment plus compliquée à établir que précédemment, et que, d'autre part, les faits expérimentaux sont encore insuffisamment précisés à cause de la petitesse des effets et de leur empiètement mutuel, on comprendra que nous arrivions ici à la frontière que la théorie électronique n'a pas encore franchie. Aussi, nous bornerons-nous à quelques indications très brèves et principalement qualitatives.

Commençons par classer les divers phénomènes qui apparaissent dans les métaux placés dans un champ magnétique. Imaginons pour cela que le métal ait la forme d'un parallélépipède rectangle à arêtes parallèles aux axes des coordonnées. Nous établissons un champ magnétique parallèle à Oy et un courant électrique ou calorifique parallèle à Ox. Voici dès lors les effets principaux dont le métal devient le siège :

I. Si le courant parallèle à Ox est électrique (*effets galvanomagnétiques*), il apparaît :

1° Une différence de potentiel dans le sens Oz, qui entraîne une déformation des lignes de courant. C'est l'*effet Hall*, découvert en 1879;

2° Une différence de température dans le sens Oz (Von Ettinghausen, 1887);

3° Un changement de résistance du métal parallèlement à Ox et à Oy.

II. Si le courant parallèle à Ox est calorifique (*effets thermomagnétiques*), il apparaît :

1° Une différence de potentiel dans le sens Oz (Nernst et Von Ettinghausen, 1886);

2° Une différence de température dans le sens Oz (Leduc et Righi, 1887);

3° Un changement de conductibilité calorifique parallèlement à Ox et à Oy.

Les deux premiers effets dans chaque groupe sont transversaux au champ magnétique: les troisièmes sont transversaux ou longitudinaux. Le plus important de tous est l'effet Hall, qui a été découvert le premier, plus étudié que les autres, et qui est aussi le plus grand. C'est de lui que nous parlerons surtout.

La différence de potentiel transversale V de l'effet Hall est, en première approximation, proportionnelle au courant i et au champ magnétique H, et inversement proportionnelle à l'épaisseur d de la lame dans le sens de H. C'est ce qu'exprime la formule

$$V = R\frac{Hi}{d}. \tag{91}$$

Le coefficient R dépend de la nature du métal. Pour la plupart des métaux, il est de l'ordre de 5×10^{-4}, ce qui, avec des lames de dimensions acceptables et des champs magnétiques moyens, conduit à des différences de potentiel de l'ordre du microvolt. Le coefficient R est particulièrement grand pour certains métaux, dont les plus importants sont le bismuth, l'antimoine, le tellure et les métaux magnétiques. Pour le bismuth, R est égal à 10, de sorte que V atteint aisément le centième de volt. Pour l'antimoine, R est 100 fois plus petit; pour le fer et le nickel, R est 1000 fois plus petit. C'est donc principalement sur le bismuth que les expériences ont porté. Les résultats les plus généraux sont les suivants : la proportionnalité de l'effet Hall au courant i est toujours vérifiée; au contraire, la proportionnalité au champ H peut ne pas l'être. C'est ce qui arrive en particulier pour les métaux magnétiques. D'autre part, le *signe de l'effet change d'un métal à un autre* [1] : il n'a pas le même sens pour le bismuth et la plupart des

(1) Depuis la Conférence actuelle, bien des faits nouveaux ont été trouvés dans ce domaine. M. J. Becquerel en particulier a montré que les changements de signe pouvaient être provoqués par un accroissement suffisant du champ magnétique ou par un abaissement suffisant de la température d'un même échantillon de bismuth.

métaux usuels d'une part, pour le fer, le nickel, le cobalt, l'antimoine, le tellure d'autre part.

Si l'on veut tenter une explication électronique du phénomène, on fera appel à la déviation imprimée par le champ magnétique aux trajectoires des électrons dans le métal. Si l'on désigne encore par u l'excès de vitesse moyen imprimé par le courant électrique aux électrons dans la direction Ox, le champ magnétique (parallèle à Oy) exercera sur chaque électron la force électromagnétique euH parallèle à Oz. Il y aura donc déviation des électrons dans le sens Oz, accumulation de charges sur le bord de la plaque métallique, et par suite apparition d'un champ électrique X parallèle à Oz dont l'action Xe sur les électrons devra compenser celle du champ magnétique dans l'état stationnaire. On prévoit donc l'existence d'un champ électrique transversal

$$X = uH,$$

correspondant à l'effet Hall. Si l'on appelle I la densité du courant, on a, d'après le paragraphe 6

$$u = \frac{I}{ne},$$

de sorte que

$$X = \frac{IH}{ne},$$

ou, avec les notations de la formule (21),

$$V = \frac{1}{ne}\,\frac{Hi}{d}.$$

On retrouve donc bien, par ce raisonnement sommaire, les caractères fondamentaux de l'effet Hall. Le coefficient théorique R, rapproché des nombres expérimentaux, permet même de calculer la valeur de n et conduit à des valeurs en accord suffisant avec celles qu'on tire de la théorie de Richardson (§ 5). Mais notre théorie ne rend pas compte des variations possibles du coefficient R de Hall avec l'intensité du champ magnétique; et surtout *elle ne rend pas compte de son changement de signe* d'un métal à l'autre. Le sens de l'effet prévu par la théorie est celui qu'on observe ordinairement dans le bismuth; il est opposé à celui qu'on a observé dans divers autres métaux (fer, etc.).

C'est là un vice grave de la théorie. Car, si l'on peut accuser, à juste titre, le raisonnement ci-dessus d'être beaucoup trop sommaire et comprendre ainsi pourquoi il nous donne dans tous les cas la proportionnalité à H, on ne conçoit pas aisément comment une théorie

plus complète pourrait rendre compte du changement de signe de R : les rayons cathodiques intramoléculaires qui existent dans le métal ne sauraient être déviés que dans un seul sens.

Pour tourner la difficulté, l'idée qui vient le plus naturellement à l'esprit est la suivante : nous avons toujours admis jusqu'ici que les ions positifs contenus dans le métal sont absolument immobiles, et que le courant est transporté tout entier par les électrons. Si l'on renonce à cette hypothèse et si l'on attribue une certaine mobilité aux ions positifs, en leur faisant ainsi transporter une partie du courant, il est clair que, dans l'effet Hall, ils seront déviés autrement que les corpuscules, et l'on peut, en développant cette idée, arriver à expliquer les changements de sens de l'effet Hall. C'est Drude qui a le premier employé ce mode de raisonnement, en l'appliquant non seulement à l'effet Hall, mais à l'ensemble de toutes les propriétés électriques et thermiques du métal que nous avons examinées précédemment. Il a pu, en particulier, trouver ainsi une explication des écarts par rapport à la loi de Wiedemann-Franz. Mais, comme l'a fait remarquer Lorentz, plusieurs des hypothèses qu'il introduit sont entièrement arbitraires, et des raisonnements plus rigoureux conduisent rapidement à des calculs inextricables. L'hypothèse même de la mobilité des ions positifs, qui ont la dimension des atomes métalliques, se heurte à des difficultés de principe évidentes qui la rendent difficile à admettre.

J.-J. Thomson a proposé un moyen tout différent de tourner la difficulté du changement de signe de l'effet Hall, qui, bien qu'il ne soit pas non plus entièrement satisfaisant, mérite d'être signalé. Dans le raisonnement très sommaire qui a été exposé plus haut, nous avons admis que le champ magnétique agissait sur les électrons pendant leur libre parcours. J.-J. Thomson propose d'admettre qu'il peut agir aussi éventuellement au moment des chocs, et en sens inverse du sens habituel. Si ce second effet surpasse le premier, il pourra y avoir renversement de l'effet Hall. Par exemple, si le corps est magnétique et si ses molécules, dans le champ magnétique, s'orientent parallèlement, dans le voisinage de l'une d'elles le champ démagnétisant sera de sens opposé au champ extérieur. Un corpuscule traversant cette région sera donc dévié en sens inverse du sens prévu pour le champ extérieur. En un mot, l'existence de champs magnétiques voisins des molécules ou intérieurs aux molécules, et produits par elle, pourrait permettre de résoudre la difficulté signalée. Il est remarquable que les métaux magnétiques soient justement parmi

ceux pour lesquels l'effet Hall a le sens opposé au sens usuel. Il serait intéressant de voir s'il en serait autrement dans un champ magnétique très intense, très supérieur à celui qui est nécessaire pour la saturation. Et, de toute manière, on devra attribuer quelque valeur à cette application de l'idée des champs magnétiques atomiques, qui a déjà fourni de si intéressants résultats à Ritz et à M. Weiss.

La *variation de résistance* des métaux dans un champ magnétique peut s'interpréter par la modification des chemins moyens des électrons qui résulte du changement de forme de leur trajectoire. J.-J. Thomson a développé le calcul [1] qui conduit aux mêmes difficultés que l'effet Hall. Il est difficile de comprendre que le phénomène n'ait pas toujours le même sens. Aussi n'y insisterons-nous pas, d'autant plus que cet effet est fort petit, sauf pour le bismuth, et encore insuffisamment connu pour la plupart des métaux.

12. Théorie de H.-A. Lorentz [2]. — Nous avons admis dans ce qui précède que tous les électrons possèdent la même vitesse v et le même libre parcours l. M. Lorentz a amélioré la théorie en tenant compte de la distribution réelle des vitesses autour de la vitesse moyenne et des libres parcours autour du libre parcours moyen. Il admet l'immobilité des molécules du métal et les considère comme des sphères élastiques. Dans chaque unité de volume, le nombre d'électrons dont la vitesse U a ses composantes comprises entre ξ, η, ζ et $\xi + d\xi$, $\eta + d\eta$, $\zeta + d\zeta$ est donné par la formule

$$dn = f(\xi, \eta, \zeta)\, d\xi\, d\eta\, d\zeta.$$

Si la fonction f, qui caractérise la distribution des vitesses, est connue, on calculera le nombre total d'électrons par centimètre cube par l'intégrale

$$n = \int f(\xi, \eta, \zeta)\, d\xi\, d\eta\, d\zeta,$$

étendue à tout l'espace. Quant au flux d'électrons et au flux d'énergie parallèles à Ox, ils seront donnés par

$$(22) \qquad \begin{cases} \mathrm{N} = \int \xi f(\xi, \eta, \zeta)\, d\xi\, d\eta\, d\zeta, \\ \mathrm{W} = \frac{1}{2} m \int \xi \mathrm{U}^2 f(\xi, \eta, \zeta)\, d\xi\, d\eta\, d\zeta. \end{cases}$$

---

(1) Congrès de 1900.

(2) Nous nous bornerons ici, ainsi que pour la théorie de J.-J. Thomson qui sera exposée ensuite, à des indications très sommaires.

Or, la détermination de la fonction f dépend de la résolution d'une équation fondamentale de la théorie cinétique, dont la forme est bien connue, et que nous ne reproduirons pas [1]. Dans le cas d'un gaz homogène, à température uniforme et soustrait à toute action extérieure, la solution de cette équation correspond à la distribution de Maxwell, et est donnée par la formule (5) du paragraphe 2. S'il existe dans le métal un champ de force d'origine quelconque, parallèle à Ox, et fournissant la force F par unité de masse, si de plus la température n'est pas uniforme ou le métal pas homogène, la loi de distribution de Maxwell se trouve altérée. Cette altération peut encore se déduire de l'équation fondamentale à laquelle satisfait la fonction f, à condition qu'elle reste petite, et Lorentz trouve

$$f(\xi, \eta, \zeta) = \mathrm{A}e^{-h\mathrm{U}^2} + l\left(2h\mathrm{AF} - \frac{d\mathrm{A}}{dx} - \mathrm{U}^2\mathrm{A}\frac{dh}{dx}\right)\frac{\xi}{\mathrm{U}}e^{-h\mathrm{U}^2}.$$

Dans cette formule A et h ont la même signification qu'au paragraphe 2; l désigne le libre parcours moyen des électrons. Le premier terme du second membre correspond à la loi de Maxwell (§ 2); le second représente l'altération de cette loi de distribution qui résulte des causes précédemment énoncées : il reste petit vis-à-vis du premier. On déduit de là pour le flux d'électrons et le flux d'énergie par centimètre carré de section, d'après (22),

$$\mathrm{N} = \frac{2}{3}\pi l\left[\frac{1}{h^2}\left(2h\mathrm{AF} - \frac{d\mathrm{A}}{dx}\right) - \frac{3\mathrm{A}}{h^3}\frac{dh}{dx}\right], \tag{23}$$

$$\mathrm{W} = \frac{2}{3}\pi m l\left[\frac{1}{h^3}\left(2h\mathrm{AF} - \frac{d\mathrm{A}}{dx}\right) - \frac{2\mathrm{A}}{h^4}\frac{dh}{dx}\right]. \tag{24}$$

En appliquant la formule (23) à une barre homogène maintenue à température uniforme $\left(\frac{d\mathrm{A}}{dx} = \frac{dh}{dx} = 0\right)$ et soumise à une force électrique $\mathrm{X}\left(\mathrm{F} = \frac{e}{m}\mathrm{X}\right)$ on trouve pour le flux d'électrons

$$\mathrm{N} = \frac{4\pi l\mathrm{A}e}{3hm}\mathrm{X}$$

et, par suite, en utilisant les formules (5), pour valeur de la conductibilité électrique

$$\sigma = \frac{4\pi l\mathrm{A}e^2}{3hm} = \sqrt{\frac{2}{3\pi}}\,\frac{ne^2vl}{4\alpha\mathrm{T}}. \tag{25}$$

Pour trouver la conductibilité thermique, on appliquera à la même

---

[1] *Voir* BOLTZMANN, t. I, p. 107.

barre la formule (24) en supposant qu'il y ait, parallèlement à sa longueur, un gradient de température. L'équilibre ne peut exister que si le flux d'électrons est devenu nul, ce qui, d'après (23), implique l'existence d'un champ électrique (dont les effets compenseront ceux de la diffusion calorifique). Ce champ sera donné par

$$2h\mathrm{AF} - \frac{d\mathrm{A}}{dx} = -\frac{2\mathrm{A}}{h}\frac{dh}{dx},$$

valeur qui, introduite dans l'expression (24) donne comme flux calorifique

$$\mathrm{W} = -\frac{8\pi l\mathrm{A}\alpha}{9h^2}\frac{d\mathrm{T}}{dx}.$$

Le coefficient de conductibilité calorifique a donc pour valeur

$$k = \frac{8\pi l\mathrm{A}\alpha}{9h^2} = \frac{8}{9}\sqrt{\frac{2}{3\pi}}\,nlc\alpha. \tag{26}$$

Le rapport des deux conductibilités est, par suite,

$$\frac{k}{\sigma} = \frac{8}{9}\left(\frac{\alpha}{e}\right)^2\mathrm{T}. \tag{27}$$

Si l'on compare ces résultats à ceux que nous avons donnés et qui sont déduits de la théorie de Drude, on voit que les expressions (25), (26) et (27) ne diffèrent des expressions correspondantes (9), (10), (11) que par certains coefficients numériques, qui ne sont pas extrêmement différents de 1. Toutes les conclusions essentielles que nous avons précédemment exposées subsistent donc; il en est ainsi en particulier de la loi de Wiedemann-Franz. Mais, pour cette dernière loi, la concordance numérique avec l'expérience est devenue moins bonne, puisque la valeur $\frac{k}{\sigma}$ à $+18^\circ$ devient $4{,}31 \times 10^{10}$, là où la théorie de Drude donnait $6{,}47 \times 10^{10}$ et l'expérience $7{,}11 \times 10^{10}$ (*voir* le § 7). Ce résultat montre qu'il faut attacher son attention à la concordance qualitative plutôt qu'aux nombres eux-mêmes.

Pour aborder l'étude de l'électricité de contact et des phénomènes thermo-électriques, il faut considérer la force F comme pouvant, en général, se composer de deux parties : la première sera la force électrique proprement dite dérivant d'un potentiel V

$$\mathrm{F}_e = -\frac{e}{m}\frac{d\mathrm{V}}{dx},$$

la seconde sera la force moléculaire dérivant d'un potentiel ζ

$$F_{m} = -\frac{1}{m}\frac{d\zeta}{dx},$$

et provenant de ce que les molécules exercent sur les électrons des forces dont la résultante ne sera pas nulle si le métal n'est pas homogène ou à température non uniforme. Ces forces, introduites pour la première fois dans la théorie électrique par Helmholtz, ont été négligées dans la théorie exposée en premier lieu, qui dérive de Drude [1]. Nous allons voir que les résultats n'en sont pas très profondément modifiés.

Si l'on considère un circuit linéaire ouvert, parallèle à l'axe des x et si l'on écrit que, dans l'état d'équilibre, le flux d'électrons est nul le long du circuit, l'équation (23) nous donnera, comme ci-dessus

$$F_{1} = -F_{m} - \frac{1}{h^2}\frac{dh}{dx} - \frac{1}{2hA}\frac{dA}{dx},$$

ou encore, en désignant par X le champ électrique $-\frac{dV}{dx}$

$$(28) \qquad X = -\frac{1}{e}\frac{d\zeta}{dx} - \frac{m}{e}\frac{d}{dx}\left(\frac{1}{h}\right) - \frac{m}{2eh}\frac{d\log A}{dx}.$$

C'est cette équation qui va jouer ici le rôle de l'équation fondamentale (13) [2] :

1° Si le circuit, ouvert et à température uniforme, est constitué par deux métaux P et Q en contact, l'intégration de X dans l'épaisseur de la couche de contact fournit, comme différence de potentiel de contact

$$V_{PQ} = \int_{P}^{Q} X\,dx = \frac{1}{e}(\zeta_P - \zeta_Q) - \frac{m}{e}\left(\frac{1}{h_P} - \frac{1}{h_Q}\right) - \frac{m}{2e}\int_{P}^{Q}\frac{1}{h}\frac{d\log A}{dx}\,dx,$$

ou, comme h est constant, en tenant compte de (5),

$$V_{PQ} = \frac{1}{e}(\zeta_P - \zeta_Q) - \frac{m}{2eh}\log\frac{n_P}{n_Q}.$$

---

(1) Nous avons fait déjà allusion à ces forces au paragraphe 5, à propos des expériences de Richardson. Il aurait été d'ailleurs facile d'en tenir compte dans l'établissement de la formule fondamentale (13). Nous ne l'avons pas fait dans un simple but de simplicité et en nous réservant d'y revenir ici.

(2) Même en négligeant le terme en $\frac{d\zeta}{dx}$ elle n'est pas identique à (14), mais en diffère par un terme proportionnel à $\frac{dT}{dx}$.

On voit que la différence de potentiel de contact peut provenir, soit les forces moléculaires agissant à la jonction des deux métaux (Helmholtz), soit des différences de concentrations des électrons dans les deux métaux (Drude). Le calcul de Lorentz a l'avantage de ne pas nous forcer à choisir. Si l'on néglige les forces moléculaires, le premier terme disparaît et l'on vérifiera aisément que le second devient identique à l'expression (14) ci-dessus.

2° Si le circuit ouvert sur lequel on raisonne est constitué comme celui de la figure (2) par deux métaux P et Q constituant un couple thermo-électrique, avec la distribution de température indiquée sur cette figure, la force électromotrice du couple se déduira encore de l'intégration de l'expression (28). Comme aux deux extrémités de la chaîne ψ et h reprennent la même valeur, on aura simplement

$$E = -\frac{m}{2e}\int \frac{1}{h}\frac{d\log A}{dx}\,dx,$$

l'intégrale étant prise entre les deux extrémités libres. Une intégration par parties donne

$$E = \frac{m}{2e}\int \log A\,\frac{d}{dx}\left(\frac{1}{h}\right)dx;$$

et comme h ne varie pas le long d'un métal homogène à température uniforme, pas plus qu'à la traversée d'une soudure (maintenue à température invariable), l'intégrale se réduit aux deux termes

$$E = \frac{m}{2e}\int_{T}^{T'} \log A_Q\,\frac{d}{dx}\left(\frac{1}{h}\right)dx - \frac{m}{2e}\int_{T'}^{T} \log A_P\,\frac{d}{dx}\left(\frac{1}{h}\right)dx,$$

ou

$$E = \frac{2\alpha}{3e}\int_{T}^{T'} \log\frac{n_Q}{n_P}\,dT.$$

C'est la formule (17) obtenue précédemment.

3° Si le circuit thermo-électrique est fermé, un raisonnement analogue, quoique plus compliqué, permet de calculer le dégagement total de chaleur dans chaque élément du circuit. On trouve ainsi, outre la chaleur de Joule (et la loi d'Ohm en circuit fermé), les expressions suivantes pour l'effet Peltier et la chaleur spécifique d'électricité (effet Thomson)

$$\pi_{P,Q} = \frac{2\alpha T}{3e}\log\frac{n_P}{n_Q},$$

$$\mu = -\frac{2\alpha T}{3e}\frac{d\log A}{dT}.$$

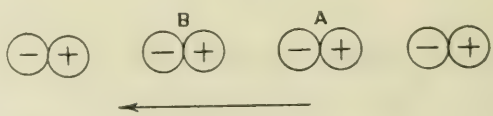
La première de ces expressions est identique à (15). L'autre diffère de (20) par une constante additive qui n'a pas d'importance pratique. Les conclusions qu'on en tire sont les mêmes que précédemment. Et c'est Lorentz, en particulier, qui a fait remarquer le premier l'accord qu'il y avait entre les formules obtenues et celles qu'on déduit de la théorie thermodynamique.

Nous ne pousserons pas plus loin l'exposé de la théorie de Lorentz. On voit que les résultats sont, dans l'ensemble, en accord complet avec ceux de la théorie plus simple que nous avons développée. J'ajouterai seulement que Lorentz a cherché aussi à tenir compte du mouvement possible des charges positives. Moyennant quelques hypothèses plausibles, on peut encore, dans ce cas, traiter la question des conductibilités calorifique et électrique. Mais l'étude des effets thermo-électriques conduit déjà à des calculs pour ainsi dire inextricables. Il en serait de même, à fortiori, de l'effet Hall et des effets thermomagnétiques.

13. **Théorie de J.-J. Thomson.** — Nous avons dit, au début du paragraphe 3, que J.-J. Thomson a proposé de développer la théorie électronique des métaux dans une voie entièrement différente de la précédente, en admettant que les électrons échappés à un atome sont repris aussitôt par les atomes voisins, sans qu'un équilibre de température ait le temps de s'établir entre eux et les molécules [1]. Nous allons résumer les résultats qu'il a obtenus dans cette voie.

Supposons les molécules du métal constituées par des doublets comme ceux de la figure 4, susceptibles de s'orienter dans un champ

Fig. 4.



électrique et dont les charges sont à la distance d. Les corpuscules arrachés par le champ intermoléculaire à la partie négative d'une molécule telle que A seront captés aussitôt par la partie positive de la molécule voisine B. Il y aura donc un flux d'électrons dans le sens de la flèche, qu'on peut se proposer de calculer. En vertu de l'agitation

(1) J. J. Thomson. *The corpuscular Theory of Matter*. Chap. V.

thermique, les axes des doublets ne sont pas tous parallèles au champ. Ils sont distribués conformément au théorème d'équipartition [1], c'est-à-dire que le nombre de doublets possédant, dans le champ extérieur X, l'énergie potentielle V, est proportionnel à e^{-kV}, la constante k ayant la valeur connue

$$k = \frac{3}{2\alpha T}.$$

D'une manière plus précise, si l'on désigne par θ et $\theta + d\theta$ les limites entre lesquelles est compris l'angle de la direction du champ X et de l'axe d'un doublet, et par suite si l'on considère uniquement les doublets dont les axes sont compris dans l'angle solide $2\pi \sin\theta\, d\theta$, et dont l'énergie potentielle est

$$V = -Xed\cos\theta,$$

leur nombre par unité de volume est proportionnel à

$$\sin\theta\, d\theta\, e^{-kV}.$$

La valeur moyenne de $\cos\theta$ est dès lors

$$\frac{\int_0^\pi e^{kXed\cos\theta}\cos\theta\sin\theta\, d\theta}{\int_0^\pi e^{kXed\cos\theta}\sin\theta\, d\theta}.$$

Or, le produit $kXed$ doit être considéré comme très petit, puisque $\frac{1}{k}$ est de l'ordre de l'énergie cinétique d'une molécule d'un gaz et que Xed est l'énergie acquise par la charge atomique lorsqu'elle subit la chute de potentiel Xd. A moins que X ne soit extrêmement grand, la seconde énergie est bien inférieure à la première. Cette remarque simplifie beaucoup les intégrations et conduit de suite, pour la valeur moyenne de $\cos\theta$, à l'expression

$$\overline{\cos\theta} = \frac{1}{3}kXed = \frac{2}{9}\frac{Xed}{\alpha T}.$$

Le calcul s'achève aussitôt; car, si un électron va d'une molécule du groupe envisagé ci-dessus à une autre molécule du même groupe, il parcourt, parallèlement au champ X, le chemin $b\cos\theta$, en appe-

---

[1] BOLTZMANN, *Théorie des gaz*, t. II, Chap. IV.

lant b la distance moyenne de deux doublets. Si chaque doublet émet p corpuscules par seconde, le chemin parallèle à X parcouru par tous ces électrons sera $pb \cos \theta$. C'est cette expression qui remplace ici l'excès de vitesse u de l'ancienne théorie (§ 6). Le courant moyen par centimètre carré de section, sera donc, en appelant n le nombre de doublets par centimètre cube,

$$i = nepb\,\overline{\cos\theta} = \frac{2}{9}\,\frac{ne^2pbd}{\alpha T},$$

d'où la conductibilité électrique

$$\sigma = \frac{2}{9}\,\frac{ne^2pbd}{\alpha T}.$$

Pour calculer la conductibilité calorifique, on admettra que chaque corpuscule contenu dans un doublet y possède l'énergie cinétique α T, proportionnelle à celle du doublet. S'il y a un gradient de température dans le métal, un électron passant d'un doublet, où il a l'énergie cinétique α (T + d T), à un autre où son énergie d'équilibre n'est plus que α T, a produit un transport de chaleur $\alpha\, d$ T. Or, avec les mêmes notations que ci-dessus, un plan quelconque, par exemple celui qui est normal au gradient de température, est traversé, par seconde et par centimètre carré, par np corpuscules. Ces corpuscules parcourent en moyenne librement le chemin $\frac{b}{3}$. Si donc la différence de température entre deux doublets adjacents dans le sens du gradient est d T, le flux de chaleur à travers un plan perpendiculaire au gradient, par seconde et par centimètre carré, sera

$$\frac{1}{3}\,nbp\alpha\, dT.$$

Or on a évidemment

$$dT = \frac{dT}{dx}\,b.$$

Donc, la conductibilité calorifique du métal sera

$$k = \frac{1}{3}\,nb^2p\alpha.$$

Le rapport des deux conductibilités est donné par l'expression

$$\frac{k}{\sigma} = \frac{3}{2}\,\frac{b\alpha^2}{de^2}\,T.$$

Il diffère de celui donné par la théorie classique [formule (11)] par

le facteur $\frac{b}{2d}$. Comme les doublets sont à des distances mutuelles du même ordre que leurs dimensions, ce facteur est de l'ordre de l'unité. On retrouve donc le résultat antérieur, en particulier la loi de Wiedemann-Franz, avec cet avantage que les petites variations du rapport $\frac{k}{\sigma}$ se trouvent expliquées.

On arrive également à expliquer les effets Peltier et Thomson et les différences de potentiel de contact. Dans l'ancienne théorie, en appelant n le nombre de corpuscules par centimètre cube et v leur vitesse moyenne, le flux de corpuscules par centimètre carré et par seconde à travers un plan quelconque est $\frac{1}{6}nv$. C'est la variation de ce flux, due à une hétérogénéité du métal ou à une variation de température, qui produisait des accumulations locales de charge donnant lieu, une fois l'équilibre atteint, aux effets énoncés. Actuellement, si l'on désigne par n le nombre de doublets par centimètre cube, par b leur distance moyenne et par p le nombre d'électrons que chacun émet par seconde, le flux précédent devra être remplacé par $\frac{1}{6}npb$. Il conduira encore à des équilibres dynamiques correspondant aux effets Peltier et Thomson, mais par un mécanisme bien différent de l'ancien : l'accumulation de charges provenant de ce flux, soit par suite d'une hétérogénéité, soit par suite d'un gradient de température, créera un champ électrique, qui, agissant sur les doublets polarisés, tendra à les orienter parallèlement à sa direction. Ce champ s'opposera à la circulation des électrons dans son propre sens et facilitera leur circulation en sens opposé. Il créera donc une inégalité des flux dans deux sens opposés qui pourra correspondre à un équilibre dynamique. Sa grandeur permettra encore de calculer les divers effets thermo-électriques.

Pour expliquer, au moins qualitativement, l'effet Hall, il suffit d'imaginer que l'axe AB d'un doublet soit situé dans le plan xOy, que l'on crée un champ électrique parallèle à Ox et un champ magnétique parallèle à Oy. Ce doublet tend d'abord à tourner dans le plan autour de son centre de gravité pour s'orienter parallèlement au champ électrique. Les deux charges, dans ce mouvement, sont animées de certaines vitesses et deviennent équivalentes à des courants élémentaires. Le champ magnétique tend à dévier ceux-ci et à faire sortir le doublet du plan xOy, lui donnant ainsi une composante parallèle à Oz. Tout se passe donc comme si l'on exerçait sur le doublet une force électrique parallèle à Oz. C'est l'effet Hall. Suivant que le centre de

gravité du doublet sera plus près d'une extrémité ou de l'autre, l'effet observé sera d'un sens ou de l'autre. On explique donc les changements de signe du phénomène de Hall.

Nous arrêterons là l'exposé de la théorie de J.-J. Thomson. On peut remarquer qu'elle explique moins naturellement l'effet Richardson que la théorie classique. Par contre, elle fournira peut-être plus facilement que celle-ci le trait d'union qu'on cherche aujourd'hui entre la théorie électronique des métaux et la théorie de Planck-Einstein (§ 1).

14. Électromagnétisme et induction [1]. — Dans tout ce qui précède, nous avons groupé et cherché à expliquer les propriétés des conducteurs métalliques qui sont attribuables au transport par les électrons de charges électriques et d'énergie cinétique. Mais on sait que les électrons dans leur mouvement transportent aussi avec eux un champ électromagnétique. De sorte que, outre les phénomènes qui se produisent dans le conducteur lui-même, il s'en produit d'autres dont l'éther environnant est le siège. Telle est l'origine des phénomènes électromagnétiques et de l'induction.

Pour préciser, nous rappellerons d'abord qu'un électron animé d'une vitesse constante u parallèle à une direction Ox produit dans

Fig. 5.

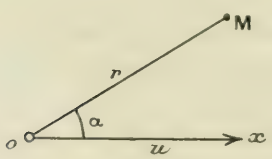
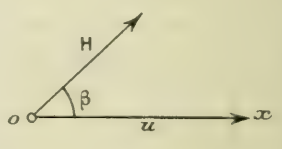


Fig. 6.



son voisinage, en vertu des équations de Hertz, un *sillage* qu'il entraîne avec lui, et qui comporte l'existence en chaque point M d'un champ magnétique h donné par la formule

$$h = \frac{eu \sin \alpha}{r^2}. \tag{29}$$

Dans cette formule, r représente la distance du point M à l'électron O (*fig.* 5), α l'angle MOx; le vecteur h est perpendiculaire au

[1] M. Langevin ayant développé ces divers points dans sa conférence, il n'en sera parlé ici que très sommairement, et seulement pour que le Tableau des propriétés des métaux que nous nous sommes proposé de tracer soit aussi complet que possible.

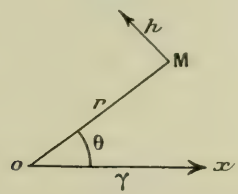
plan MOx. D'autre part, ce même électron, placé dans un champ magnétique H (*fig.* 6) faisant l'angle β avec la direction de sa vitesse, est soumis de sa part à une force

$$f = \mathrm{H}\,eu \sin\beta, \tag{30}$$

perpendiculaire au plan HOx.

Si la vitesse de l'électron n'est pas constante, c'est-à-dire si l'électron possède une accélération γ (parallèle à Ox), un nouveau champ électromagnétique se produit sous forme d'une onde émise par lui, qu'on appelle *onde d'accélération*, et qui représente l'énergie rayonnée par l'électron. A grande distance ce nouveau champ subsiste seul, car il varie en raison inverse de la distance (et non du carré de la distance, comme le champ électromagnétique du sillage). Si on le calcule en un point M (*fig.* 7) situé à la distance r de l'électron dans

Fig. 7.



la direction θ, on trouve que les champs électrique et magnétique sont égaux, rectangulaires entre eux et perpendiculaires au rayon vecteur OM (onde transversale). Le champ électrique est disposé dans le plan MOx comme l'indique la figure, le champ magnétique serait perpendiculaire au plan de la figure. Leur valeur commune est

$$h = \frac{e\gamma \sin\theta}{r}. \tag{31}$$

La formule (29) est de même forme que *la loi élémentaire de Laplace* donnant l'action d'un élément de courant sur un pôle d'aimant, et celle-ci en résulte immédiatement. Il suffit de remarquer que, dans l'élément de courant ds, les électrons formant le courant seront en nombre nds par unité de section, de sorte que le champ magnétique résultant sera en M (*fig.* 5).

$$\Sigma h = \frac{neu\,ds \sin\alpha}{r^2} = \frac{i\,ds \sin\alpha}{r^2},$$

en conformité avec la formule de Laplace.

De même, la formule (30) donne aussitôt l'*action d'un champ magnétique* H *sur un élément de courant* sous la forme classique

$$\Sigma f = \mathrm{H}\, neu\, ds \sin\beta = \mathrm{H}\, i\, ds \sin\beta.$$

Enfin, l'explication de l'*induction électromagnétique* est contenue aussi dans les formules (30) et (31). La formule (30) d'abord nous fera comprendre l'induction par déplacement d'un conducteur dans un champ magnétique : si, pour simplifier, ce conducteur est linéaire et perpendiculaire au champ magnétique, et si on le déplace perpendiculairement au champ et à sa propre direction avec une vitesse u, chacun de ses électrons sera soumis parallèlement au conducteur à la force (30) qui prend ici la forme

$$f = \mathrm{H}\, eu.$$

Cette force les entraînera vers une extrémité et provoquera ainsi, par un mécanisme plusieurs fois utilisé dans ce qui précède, l'apparition d'un champ électrique X qui devra compenser les effets de la force f en régime permanent. On aura donc

$$\mathrm{X} = \mathrm{H}\, u.$$

Si l'on remarque que le second membre est le flux coupé par l'unité de longueur de la barre en une seconde, on retrouve l'expression classique de la force électromotrice d'induction. On généralise, d'ailleurs, aisément ce résultat dans le cas où l'orientation mutuelle du conducteur, du champ et du déplacement est quelconque.

L'induction par variation d'un courant s'explique de même par la formule (31). Une variation de courant implique, en effet, des accélérations imprimées aux électrons qui le transportent. Ces accélérations produiront à distance des champs électriques dont la résultante, calculée par la formule (31), est encore trouvée égale à l'expression classique. La *loi de Lentz* se déduit immédiatement du sens du vecteur h par rapport à γ dans la figure 7.

15. Rayonnement des métaux. Théorie du corps noir. — Nous terminerons cet exposé en indiquant le résultat obtenu par Lorentz dans l'étude du rayonnement des métaux. Ce résultat a aujourd'hui une importance capitale, mais le mode de calcul employé, fondé sur la théorie des électrons libres dans les métaux, n'a plus actuellement qu'une importance historique : aussi pourrons-nous être très brefs.

La considération des ondes d'accélération des électrons, données

par la formule (31), permet de chercher le pouvoir émissif d'une plaque métallique mince à une température donnée. Pendant leur libre parcours, les électrons n'émettent pas d'énergie notable, car leur vitesse est à peu près uniforme. Mais au moment des chocs, l'accélération qu'ils subissent correspond à un rayonnement, qui n'est autre que le rayonnement calorifique à la température considérée T. En calculant le champ électromagnétique résultant produit en un point quelconque, et en le décomposant par la formule de Fourier, on obtient le pouvoir émissif pour chaque longueur d'onde. Le calcul n'est valable que pour les grandes longueurs d'onde : il suppose, en effet, que la période des vibrations émises est grande vis-à-vis de la durée d'un parcours libre moyen. On trouve ainsi, comme énergie émise entre les fréquences q et $q + dq$ par l'unité de surface de la plaque mince d'épaisseur Δ [1]

$$\frac{2\Delta q^2\, dq}{3\pi c}\, e^2 nlv.$$

Dans cette expression c représente la vitesse de la lumière et l, n, v ont les significations habituelles.

D'autre part, le pouvoir absorbant pour la même région spectrale se déduit aisément de la théorie électromagnétique, si la longueur d'onde est grande. Ce pouvoir est, en effet, déterminé par la conductibilité σ du métal pour cette longueur d'onde, conductibilité que les expériences de Hagen et Rubens ont montré être égale à la conductibilité électrique ordinaire donnée par la formule (9). La théorie donne pour l'énergie absorbée l'expression

$$4\pi c^2 \sigma \Delta = \frac{\pi c^2 \Delta}{\alpha T}\, e^2 nlv.$$

Le quotient de l'énergie émise par l'énergie absorbée est, dans l'échelle des fréquences,

$$E = \frac{2}{3}\,\frac{\alpha T}{\pi^2 c^3}\, q^2\, dq,$$

et dans celle des longueurs d'onde, en se rappelant que $q = 2\pi\frac{c}{\lambda}$,

$$E = \frac{16}{3}\,\frac{\pi\alpha T}{\lambda^4}\, d\lambda. \tag{32}$$

Cette formule, comme le veut la théorie du rayonnement fondée par Kirchhoff, est indépendante de la nature du métal et nous fournit

---

[1] *Voir* le détail de la théorie dans *Ions, Électrons et Corpuscules*, t. I.

le *pouvoir émissif du corps noir* pour l'intervalle de longueurs d'onde compris entre λ et $\lambda + d\lambda$. Elle a été donnée en premier lieu par Lord Rayleigh. Elle est en accord, *pour les grandes longueurs d'onde pour lesquelles elle a été établie,* avec la formule connue de Planck qui représente le rayonnement du corps noir dans tout le spectre et qui a la forme

$$E = \frac{8\pi ch}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{ch}{k\lambda T}} - 1} d\lambda.$$

Ce résultat a d'abord été considéré comme un nouveau succès de la théorie électronique des métaux.

Mais, comme vous l'a montré M. Bauer, il a bientôt soulevé une grave difficulté. Les travaux ultérieurs de Jeans, de Lorentz lui-même et d'autres ont montré que la formule obtenue (32), démontrée au début pour les grandes longueurs d'onde, *devait rester vraie pour toutes les longueurs d'onde.* De plus, l'hypothèse des électrons *libres* dans les métaux n'était pas nécessaire pour l'établir : *tout système d'électrons* en équilibre avec l'éther conduit à un rayonnement d'équilibre ou rayonnement noir donné par la formule (32), et par suite *contredit par l'expérience* (qui est en accord avec la formule de Planck).

16. Conclusion. — Nous voici donc ramenés à notre point de départ. Nous avons suivi la théorie électronique des métaux jusqu'au point où elle commence à être en opposition avec les expériences faites sur le rayonnement noir. Cette difficulté, inhérente non à la théorie électronique des métaux, mais à la théorie des électrons en général, obligera sans doute à remanier nos idées, de manière à arriver à un compromis satisfaisant. C'est là l'œuvre de l'avenir.

Mais il ne faudra pas perdre de vue les résultats acquis dans la conception électronique, ni l'ensemble vraiment considérable de phénomènes qui se trouvent groupés systématiquement et éclaircis par cette conception. Malgré quelques difficultés de détail, que nous nous sommes efforcés de mettre en lumière, la théorie électronique des métaux réunit dans une vaste synthèse non seulement les conductibilités électrique et thermique et leurs relations, mais l'ensemble des effets thermo-électriques, les lois de l'électromagnétisme et de l'induction. Elle donne de plus quelques lumières sur les phénomènes galvanomagnétiques et le mécanisme du rayonnement des métaux. Quel que soit le sort que l'avenir lui réserve, elle a établi entre certains phénomènes des relations qui subsisteront. Elle a montré, par exemple,

qu'il était à peu près nécessaire de faire appel à un mécanisme unique pour expliquer la conductibilité électrique et la conductibilité thermique des conducteurs. Elle s'est révélée comme un instrument d'investigation et de découverte d'une grande puissance. Elle laissera assurément une trace profonde dans l'ensemble de nos idées sur la constitution corpusculaire de la matière.

L'IONISATION PAR CHOCS

ET

L'ÉTINCELLE ÉLECTRIQUE,

PAR M. A. BLANC.

Les rayons α et β des corps radioactifs, qui sont des projectiles électrisés animés d'une grande vitesse, produisent l'ionisation des gaz qu'ils traversent. Cette ionisation consiste en ce qu'une molécule, rencontrée par un projectile α ou β, perd un électron négatif, identique à un corpuscule β, et reste elle-même chargée positivement, constituant un centre analogue à un corpuscule α. Il est naturel de penser que les centres chargés ainsi produits dans le gaz, qui constituent les ions, peuvent ioniser le gaz à leur tour par leurs chocs contre les molécules, si on leur communique, à l'aide d'un champ électrique, des vitesses suffisantes. C'est l'hypothèse fondamentale de la théorie de l'ionisation par chocs, développée surtout par M. Townsend [1].

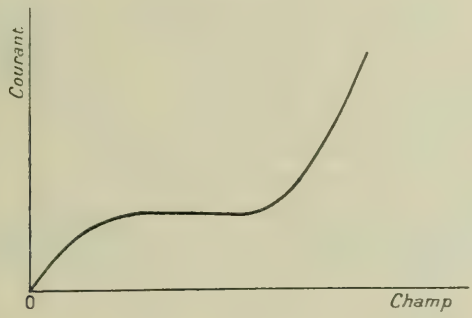
Pour communiquer aux ions des vitesses suffisantes avec des champs facilement réalisables, il est commode de se placer à des pressions assez faibles, de l'ordre du millimètre de mercure : à la pression de 1^{mm}, un champ de 1 volt par centimètre communique à un ion à peu près la même vitesse qu'un champ de 760 volts par centimètre à la pression atmosphérique.

Variation du courant en fonction du champ. — Dans ces conditions, l'ionisation par chocs se manifeste pour les champs in-

[1] M. Townsend en a donné un exposé d'ensemble dans *The Theory of Ionization of Gazes by Collision*, Londres, 1910.

tenses, quand on étudie comment varie le courant en fonction du champ dans un gaz placé entre deux électrodes parallèles et ionisé, par exemple, par des rayons Röntgen. D'abord proportionnel au champ, quand celui-ci est faible, le courant tend bientôt vers une

Fig. 1.



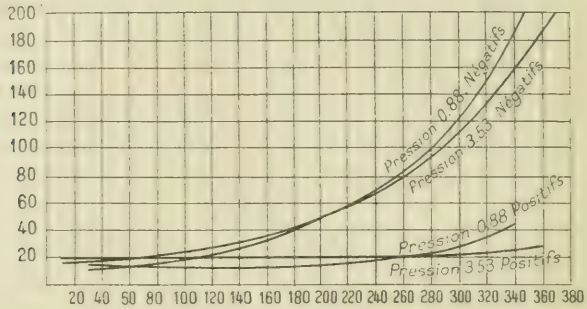
valeur constante, qui est atteinte quand tous les ions produits dans le gaz par les rayons Röntgen arrivent sur les électrodes : c'est le *courant de saturation,* qui reste invariable pour un très grand intervalle de champs, mais est suivi d'une augmentation très rapide de l'intensité; à ce moment les électrodes recueillent donc plus d'ions que les rayons Röntgen n'en produisent dans le gaz : c'est l'ionisation par chocs qui commence.

On peut varier l'expérience en plaçant le gaz dans un cylindre d'aluminium muni, suivant l'axe, d'un fil métallique isolé, le cylindre et le fil constituant les deux électrodes entre lesquelles on établit une différence de potentiel progressivement croissante : le champ n'est plus uniforme, il est beaucoup plus intense dans le voisinage du fil que dans le reste du cylindre. On obtient encore le courant de saturation quand tous les ions produits par les rayons Röntgen atteignent les électrodes, et l'intensité de ce courant ne dépend pas du sens du champ établi entre le fil et le cylindre. Mais une dissymétrie apparaît pour l'ionisation par chocs : celle-ci se produit beaucoup plus tôt quand le champ est dirigé du fil au cylindre que lorsqu'il est dirigé en sens contraire, comme le montrent les courbes de la figure 2, qui traduisent les expériences de M. Kirkby ([1]). Dans le premier cas, tous les ions négatifs se dirigent vers le fil, qui est chargé positivement, et traversent la région où le champ est maximum, région où ils

([1]) Kirkby, *Ions, Électrons, Corpuscules,* 1er fasc., p. 308.

peuvent acquérir une vitesse suffisante pour ioniser les molécules qu'ils rencontrent ; mais si l'on change le sens du champ, ce sont les ions positifs qui se dirigent vers le fil et ces ions positifs ne peuvent

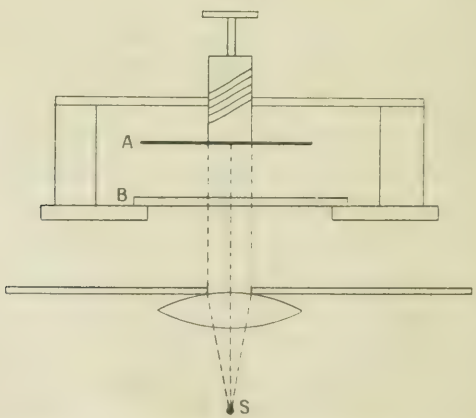
Fig. 2.



plus produire l'ionisation par chocs. Ainsi, les ions négatifs sont d'abord seuls à agir et il est possible d'étudier l'ionisation qu'ils produisent sans se préoccuper des ions positifs qui n'interviennent d'une façon appréciable que dans des champs plus intenses.

Ionisation par les ions négatifs. — M. Townsend s'est placé dans le cas simple où le champ est uniforme, entre deux plateaux parallèles, et où l'ionisation est produite par la lumière ultraviolette, qui donne uniquement des ions négatifs. Le plateau supérieur A (*fig.* 3)

Fig. 3.



est relié à l'électromètre tandis que le plateau B peut être porté à des potentiels variés à l'aide d'une batterie de petits accumulateurs. Le

plateau A, toujours chargé négativement, est en zinc, et on l'éclaire par une étincelle S à travers une lentille de quartz et à travers le plateau B, lui-même formé d'une lame de quartz argentée sur sa face supérieure (l'argenture est enlevée suivant des lignes parallèles de façon à former une sorte de grillage transparent). On peut déplacer le plateau A parallèlement à lui-même à l'aide d'une vis micrométrique et le tout est placé sous une cloche où l'on peut faire le vide. Des ions négatifs sont produits sur la surface du plateau A et traversent le gaz jusqu'au plateau B : ils peuvent produire l'ionisation par chocs en chemin, si le champ est suffisamment intense.

Soient X le champ, p la pression, l la distance des plateaux et n_0 le nombre des ions négatifs émis par seconde et par centimètre carré du plateau A. Représentons par α *le nombre des ions de chaque signe produits par un ion négatif pour chaque centimètre de gaz qu'il traverse,* et faisons l'hypothèse que les nouveaux ions négatifs sont *identiques* aux ions primitifs, de sorte que chacun d'eux produit aussi α ions par centimètre dans le chemin qu'il fait depuis le point où il apparaît dans le gaz jusqu'au plateau B. Il est facile de voir [1] que le nombre total d'ions négatifs reçus, par seconde et par centimètre carré, par le plateau B est alors

$$n = n_0 e^{\alpha l}. \tag{1}$$

Si le champ X et la pression p restent invariables et si l'on fait varier l, le coefficient α doit être constant et l'on doit avoir, pour deux distances différentes des plateaux,

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{\alpha(l_2 - l_1)}. \tag{2}$$

L'expérience vérifie cette loi : le coefficient α est bien indépendant

---

[1] Soit n le nombre total des ions qui traversent un plan situé à la distance x du plateau A; le nombre de ceux qui traversent le plan situé à $x + dx$ sera $n + dn$ et l'on a, d'après la définition même de α,

$$dn = n\alpha\, dx,$$

d'où

$$n = c\, e^{\alpha x}.$$

Pour $x = 0$, n se réduit à n_0, ce qui donne la valeur de la constante d'intégration $c = n_0$. Et, pour $x = l$, on a alors

$$n = n_0 e^{\alpha l}.$$

de la distance, comme il le fallait, et l'équation (2) permet de le calculer.

Nous pouvons en conclure que les ions négatifs produits par chocs dans le gaz sont bien identiques, comme nous l'avions supposé, à ceux qui sont produits par l'action de la lumière ultraviolette sur le zinc de l'électrode A. D'ailleurs, M. Townsend a fait quelques expériences où l'ionisation était produite par les rayons Röntgen : la loi qui donne l'intensité du courant en fonction de l est un peu différente [1], mais les valeurs de α qu'on en déduit sont, pour le même champ X et la même pression p, identiques à celles qu'on obtient pour le même gaz avec la lumière ultraviolette. C'est là un fait général : tous les ions négatifs qu'on peut produire dans un gaz sont identiques, quel que soit le procédé d'ionisation employé; et cela est vrai aussi pour les ions positifs. C'est ce qui permet d'étendre à tous les cas les résultats de l'étude de l'ionisation par chocs faite à l'aide de la lumière ultraviolette.

Tout se ramène donc à la connaissance du coefficient α; c'est une fonction du champ X et de la pression p. Or, on peut établir d'abord que cette fonction doit être de la forme

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{X}{p}\right). \tag{3}$$

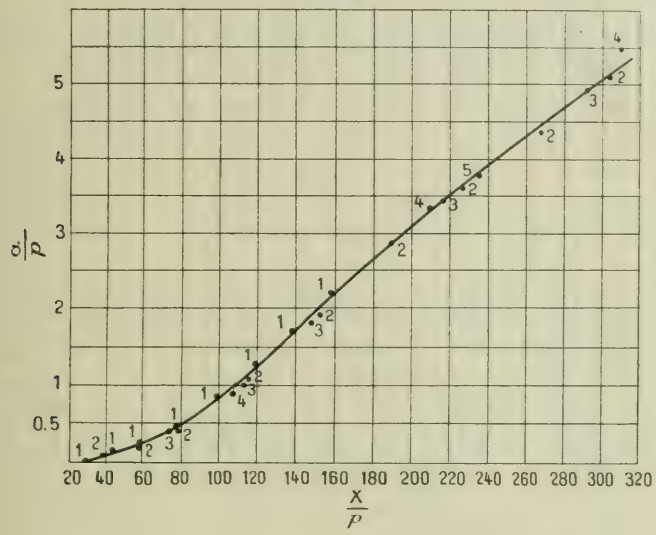
En effet, pour qu'un ion négatif puisse ioniser une molécule de gaz qu'il rencontre, il faut qu'il ait au moment du choc une énergie cinétique suffisante; cette énergie cinétique est égale au produit du champ par la longueur du chemin parcouru librement par l'ion entre deux chocs successifs. Or, la longueur du *libre parcours moyen* est inversement proportionnelle à la pression : si donc on multiplie la pression par un facteur k, le libre parcours moyen est divisé par k et il faudra multiplier par k le champ X pour que l'ion ait la même énergie cinétique au moment du choc; et alors $\frac{X}{p}$ n'aura pas varié. Dans ces conditions, pour un nombre donné de chocs, le nombre d'ions formés restera le même, mais comme il y a maintenant k fois plus de chocs le long d'un centimètre, α sera multiplié par k, comme la pression p : finalement $\frac{X}{p}$ n'ayant pas varié, $\frac{\alpha}{p}$ ne varie pas non plus, ce qui entraîne l'équation (3).

---

[1] On a dans ce cas $n = n_0 \frac{e^{\alpha l} - 1}{\alpha l}$, n_0 étant le nombre des ions produits entre les électrodes par les rayons Röntgen, par centimètre carré des électrodes.

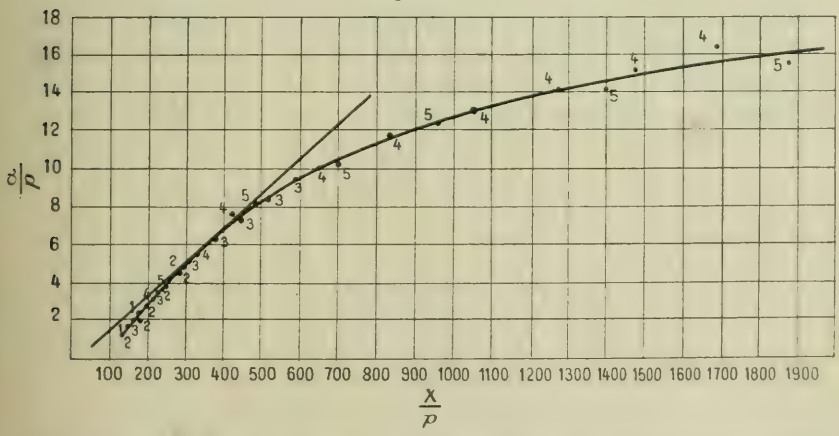
Cette équation est très bien vérifiée pour tous les gaz : les valeurs de $\frac{\alpha}{p}$ obtenues pour des valeurs de X et de p très différentes se placent

Fig. 4.



bien sur une même courbe, quand on prend $\frac{X}{p}$ comme variable. Les figures 4 et 5 représentent cette courbe, à deux échelles différentes,

Fig. 5.



dans le cas de l'air (les chiffres placés à côté des divers points correspondent chacun à une pression différente; X est évalué en volts par centimètre et p en millimètres de mercure).

Les propriétés de cette courbe sont bien celles que la théorie fait

prévoir. Supposons successivement que la pression et le champ sont constants :

1° Supposons, par exemple, que p est constamment égal à 1^{mm} de mercure : la courbe de la figure 5 représente alors, pour cette pression de 1^{mm}, α en fonction de X; elle montre que α, nul pour les champs faibles, augmente avec X et paraît tendre vers une valeur maxima limite. C'est qu'au début, la vitesse des ions au moment des chocs étant faible, il y en a peu qui soient suivis d'ionisation; le nombre des chocs efficaces par centimètre augmente avec X et tend à devenir égal au nombre total des chocs N, ce qui a lieu quand chacun d'eux est suivi d'ionisation; c'est ce nombre N qui est la valeur limite de α.

2° Si l'on suppose que X est constant, la courbe permet de voir, quoique un peu moins simplement, comment α varie en fonction de p. Sa forme est telle que, lorsque p diminue progressivement, α augmente d'abord, puis passe par un maximum et diminue ensuite. C'est qu'aux fortes pressions les libres parcours sont petits et la vitesse des ions au moment des chocs est faible; elle augmente à mesure que p diminue et α augmente aussi, mais en même temps le nombre total des chocs par centimètre diminue, ce qui tend à diminuer α; aux pressions très faibles, cet effet finit par l'emporter, ce qui entraîne l'existence du maximum observé. D'ailleurs, on peut obtenir aisément la valeur de ce maximum et de la pression correspondante sur la courbe de la figure 5; il suffit de mener la tangente à la courbe par l'origine : les coordonnées du point de contact correspondent au maximum considéré [1]. Il résulte de là que la pression du maximum est proportion-

---

[1] En effet, on déduit de l'équation (3)

$$\frac{\partial\alpha}{\partial p} = f\left(\frac{X}{p}\right) - \frac{X}{p} f'\left(\frac{X}{p}\right)$$

le maximum se produit quand on a

$$f\left(\frac{X}{p}\right) - \frac{X}{p} f'\left(\frac{X}{p}\right) = 0,$$

ce qu'on peut écrire, en posant $\frac{\alpha}{p} = y$ et $\frac{X}{p} = x$,

$$y - xy' = 0$$

ou

$$y' = \frac{y}{x}$$

équation qui montre que la tangente à la courbe au point qui correspond au maximum passe par l'origine.

nelle à la valeur du champ, car la construction indiquée donne pour $\frac{X}{p}$ une valeur constante qui, dans le cas de l'air, est égale à 370. Or, ces résultats avaient été obtenus expérimentalement par Stoletow [1], bien avant l'existence de la théorie: ses expériences donnaient pour le maximum de conductibilité de l'air, quand on faisait varier la pression à champ constant : $\frac{X}{p} = 372$. On voit que l'accord est excellent.

On peut essayer d'aller plus loin et chercher la forme de la fonction $f\left(\frac{X}{p}\right)$. Des hypothèses simples permettent de trouver une forme de fonction qui convient très bien pour les champs assez grands. Nous supposerons, avec M. Townsend, qu'un ion perd toute sa vitesse au moment du choc. Plaçons-nous d'abord dans le cas où la pression est égale à 1^{mm} de mercure et soit y_0 le libre parcours *minimum* (correspondant au champ X) pour que le choc qui termine ce libre parcours produise l'ionisation; nous poserons

$$X y_0 = v,$$

v est la chute de potentiel minima que doit subir un ion pour produire l'ionisation par chocs.

Représentons par N le nombre total des chocs qui se produisent le long d'un centimètre du gaz *à la pression de* 1^{mm} *de mercure;* ils correspondent à des libres parcours différents. On peut calculer le nombre n de ces libres parcours qui sont supérieurs à une valeur y donnée et l'on trouve [2]

$$n = N e^{-Ny}. \tag{4}$$

---

[1] Stoletow, *Journal de Physique*, 2e série, t. IX, 1890, p. 468.

[2] Le nombre des chocs qui se produisent après des libres parcours compris entre y et $y + dy$ est évidemment de la forme

$$dn = -k\, n\, dy,$$

n étant le nombre de chocs par centimètre qui se produisent pour des parcours supérieurs à y, et k une constante. On en déduit

$$n = c\, e^{-ky}$$

et comme pour $y = 0$, on doit avoir $n = N$, la constante d'intégration c est égale

Si, précisément, on choisit pour y la valeur $y_0 = \frac{c}{N}$, la valeur de n donnée par l'équation (4) sera identique au coefficient α. Donc

$$\alpha = N e^{-\frac{Nc}{N}}.$$

Ceci à la pression de 1^{mm} de mercure; mais à une pression p quelconque, il faut simplement remplacer N par Np, car le nombre des chocs est proportionnel à p, et l'on a

$$\frac{\alpha}{p} = N e^{-\frac{Nc}{\frac{N}{p}}}. \tag{5}$$

Cette équation est bien de la forme générale (3); elle va très bien pour les champs assez grands, où il y a beaucoup de chocs efficaces, mais donne pour les champs plus petits des valeurs de α un peu trop faibles, ce qui est dû sans doute à ce que, lorsque l'ion ne produit pas d'ionisation au moment du choc, il garde une partie appréciable de sa vitesse, contrairement à ce que nous avons supposé. D'ailleurs, il est tout à fait inutile de chercher à avoir mieux que l'équation (5); une expression plus compliquée n'ajouterait rien aux renseignements intéressants qu'on en peut tirer en limitant aux champs assez forts sa comparaison avec l'expérience.

De cette comparaison nous pouvons tirer les valeurs de N et de φ :

1° On trouve pour N les valeurs : 5 dans l'hydrogène; 14,6 dans l'air; 20 dans le gaz carbonique. Or, $\frac{1}{N}$ n'est autre chose que le libre parcours *moyen* λ à la pression de 1^{mm}; on trouve ainsi pour les différents gaz une valeur de λ qui est à peu près quatre fois plus grande que celle du libre parcours moyen des molécules déduit, à l'aide de la théorie cinétique, de la mesure des coefficients de viscosité.

à N. Donc

$$n = N e^{-ky}.$$

D'autre part, la somme de *tous les parcours* le long d'un centimètre est évidemment égale à 1; la somme de ceux qui sont compris entre y et $y + dy$ est $-y\,dn$. Or

$$-y\,dn = N k y e^{-ky}\,dy.$$

Donc, on doit avoir

$$1 = \int_0^\infty N k y e^{-ky}\,dy.$$

On en déduit $k = N$, et par suite on a bien l'équation (4).

Or, on sait qu'on peut considérer le libre parcours moyen comme la longueur d'un cylindre qui a pour rayon la somme des rayons de deux molécules ou, dans le cas actuel, d'une molécule et d'un ion, et une longueur telle qu'il contienne une molécule. Puisqu'il est quatre fois plus long dans le cas du choc d'une molécule avec un ion, sa section est quatre fois plus petite : son rayon est donc égal sensiblement au rayon d'une seule molécule, ce qui montre que le rayon de l'ion négatif est négligeable. Donc, *l'ion négatif qui produit l'ionisation par chocs est un simple électron.*

Cependant, on sait que, lorsqu'on est très loin de l'ionisation par chocs, les ions négatifs ont une masse plus grande que celle d'une molécule, car ils sont formés d'un cortège de molécules entourant l'électron. Mais les mesures de mobilités [1] montrent que ces groupements sont peu stables quand la pression est faible et qu'il y a alors dans le gaz des électrons isolés. De même, quand le champ est très intense, les électrons prennent, dès qu'ils apparaissent dans le gaz, une vitesse trop grande pour que leur cortège habituel de molécules puisse se former.

2° D'autre part, la formule (5) permet de calculer v. On trouve des valeurs de l'ordre d'une vingtaine de volts (25 volts dans l'air, 26 dans l'hydrogène). La vitesse minima que doit posséder l'ion négatif au moment du choc pour produire l'ionisation peut s'en déduire aisément, en le considérant comme un électron, pour lequel on connaît le rapport $\frac{e}{m}$ de la charge à la masse. On trouve une vitesse de l'ordre de 3.10^8 cm par seconde (3000^{km} par seconde); c'est une vitesse bien inférieure à celle des rayons β, mais du même ordre que celle des rayons cathodiques les plus lents qui sont capables d'ioniser les gaz.

Ionisation par les ions positifs. — Si l'on donne au champ des valeurs de plus en plus grandes, on finit par constater que le nombre des ions qui parviennent au plateau positif, quand la lumière ultraviolette agit sur le plateau négatif, est supérieur à celui que fait prévoir l'équation (1). C'est que les ions positifs inverviennent à leur tour pour produire l'ionisation par chocs. D'après tout ce qu'on sait, il est naturel de supposer que les ions produits par les chocs des ions positifs contre les molécules sont identiques à ceux qui sont produits par les

---

[1] LANGEVIN, *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XXVIII, 1903, p. 433.

chocs des ions négatifs; on n'a alors à considérer, dans chaque gaz, qu'une espèce d'ions de chaque signe.

Introduisons un nouveau coefficient β, représentant le nombre des ions de chaque signe produits par un ion positif par centimètre parcouru dans le gaz. On établit facilement [1] que la formule (1) est remplacée maintenant par la formule

$$n = n_0 \frac{(\alpha - \beta)\, e^{(\alpha-\beta)l}}{\alpha - \beta\, e^{(\alpha-\beta)l}}. \tag{6}$$

L'expérience vérifie très bien cette équation : on fait varier la distance l, le champ étant constant, et l'on peut déduire des rapports des intensités mesurées pour plusieurs distances les valeurs des coefficients α et β, qui ne dépendent pas de l.

Le coefficient β est, comme α, une fonction du champ X et de la pression p, et un raisonnement identique à celui que nous avons fait déjà montre qu'on doit avoir

$$\frac{\beta}{p} = \varphi\left(\frac{X}{p}\right). \tag{7}$$

---

[1] Soit r le nombre des ions de chaque espèce produits entre le plateau négatif et un plan situé à la distance x de ce plateau, r' le nombre correspondant des ions produits entre ce plan et le plateau positif. On a évidemment

$$n = n_0 - r - r'.$$

Mais entre les plans situés aux distances x et $x+dx$, on a

$$dr = \alpha(n_0 - r)\,dx - \beta r\,dx,$$

ce qu'on peut écrire

$$\frac{d(n_0 - r)}{dx} - (\alpha - \beta)(n_0 - r) = \beta n,$$

équation dont la solution est

$$n_0 - r = -\frac{\beta n}{\alpha - \beta} + ce^{(\alpha-\beta)x}.$$

Pour $x = 0$, on a $r = 0$, ce qui donne la valeur de la constante c

$$c = n_0 + \frac{\beta n}{\alpha - \beta}.$$

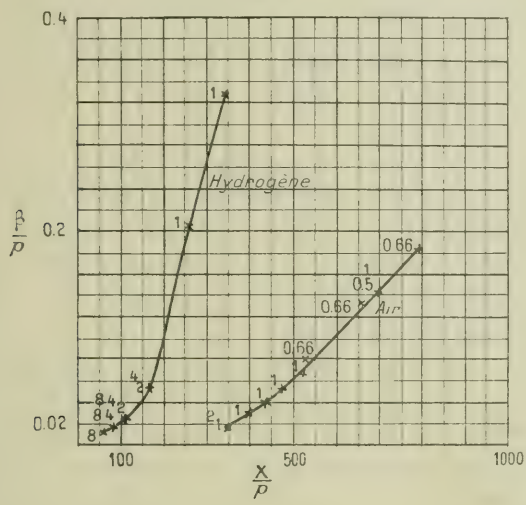
Écrivons ensuite que, pour $x = l$, $n_0 - r$ est égal à n, et nous aurons

$$n = -\frac{\beta n}{\alpha - \beta} + \left(n + \frac{\beta n}{\alpha - \beta}\right) e^{(\alpha-\beta)l},$$

ce qui n'est autre chose que l'équation (6).

Il en est bien ainsi : on peut représenter tous les résultats obtenus pour un même gaz à l'aide d'une courbe unique donnant $\frac{\beta}{p}$ en fonction de $\frac{X}{p}$. La figure 6 donne la forme de cette courbe pour l'air et pour l'hydrogène (X est évalué en volts par centimètre et p en millimètres

Fig. 6.



de mercure ; le chiffre placé à côté de chaque point indique la pression correspondante).

Il est naturel de penser que, si les ions positifs produisent l'ionisation par chocs plus difficilement que les ions négatifs, cela tient à leur grosseur : dans les champs intenses, où leur cortège habituel de molécules ne peut pas se former, ils ont une grosseur du même ordre qu'une molécule. Il en résulte d'abord que leur libre parcours moyen est, à la même pression, quatre fois plus petit que celui des ions négatifs et, la charge étant la même, l'énergie cinétique acquise au moment du choc est aussi, dans le même champ, quatre fois plus petite ; c'est déjà une raison pour que β soit inférieur à α. Mais en revanche, β doit finir par dépasser α pour les champs très intenses, puisque sa valeur limite, atteinte quand tous les chocs sont suivis d'ionisation, correspondrait, pour la même pression, à un nombre de chocs par centimètre quatre fois plus grand que pour α ; en effet, dans l'intervalle des champs où l'on peut mesurer β, il augmente avec X plus rapidement que α

(à la même pression), mais l'étincelle se produit bien avant qu'il ait dépassé α.

Pour comparer les ions des deux signes *à énergie cinétique égale*, il faut comparer, pour le même champ, la valeur de α à la pression p avec celle de β à la pression $\frac{p}{4}$. Même dans ces conditions, β reste inférieur à α : ainsi, dans l'hydrogène β, mesuré à la pression de $0^{mm},25$, est encore seize fois plus petit que α mesuré à la pression de 1^{mm}, le champ étant dans les deux cas de 50 volts par centimètre. Ainsi, *à énergie cinétique égale, les ions positifs ont un pouvoir ionisant bien inférieur à celui des ions négatifs :* la chute de potentiel minima φ, nécessaire pour que l'ionisation par chocs se produise, est plus grande pour les premiers que pour les derniers. On peut avoir une idée de la valeur de φ en appliquant encore l'équation (5) à β, et en supposant que N est, dans les mêmes conditions, quatre fois plus grand que pour l'ion négatif. On trouve ainsi : pour l'air, $\varphi = 76$ volts, au lieu de 25 pour les ions négatifs; pour l'hydrogène, $\varphi = 54$ volts, au lieu de 26.

L'ion positif étant formé par une molécule du gaz qui a perdu un électron, sa masse est d'autant plus grande que le gaz considéré est plus dense. Il faut donc s'attendre à ce que la différence entre les pouvoirs ionisants des ions des deux signes, précédemment constatée dans l'hydrogène, soit plus marquée encore dans les gaz qui ont une plus grande densité. C'est bien ce qu'on trouve pour l'air, l'argon, le gaz carbonique : plus le poids moléculaire est grand, plus est grande la différence des pouvoirs ionisants des ions positifs et négatifs. L'hélium donne seul un résultat un peu surprenant : les ions positifs sont, comme on s'y attendait, moins efficaces que dans l'hydrogène, mais ils le sont à peu près autant que dans l'air. Il est vrai qu'on a très peu d'expériences faites sur de l'hélium de pureté certaine, et les impuretés ont une grande influence sur les propriétés de ce gaz [1].

En somme, la théorie conduit à des conclusions toujours en accord avec l'expérience et avec les propriétés déjà connues des ions, déduites antérieurement de phénomènes plus simples. Même arrêtée là, l'étude de l'ionisation par chocs présenterait un grand intérêt, mais son importance augmente encore du fait qu'elle joue un rôle considérable, comme nous allons le voir, dans l'explication de la décharge disruptive.

Potentiels explosifs dans un champ uniforme. — Revenons à

---

[1] STRUTT, *Phil. Trans.*, t. CXCIII, 1900, p. 377.

l'expression (6), valable dès que l'ionisation par chocs des ions positifs commence à se produire, et voyons ce qu'elle devient quand on augmente le champ de plus en plus. Le premier terme du dénominateur est d'abord le plus important et ce dénominateur est positif; le rapport $\frac{n}{n_0}$, quoique pouvant être très grand, reste fini et n s'annule en même temps que n_0, de sorte que le courant cesse de passer dès que la lumière ultraviolette cesse d'agir sur l'électrode négative. Il en est ainsi jusqu'à ce que le dénominateur s'annule, ce qui a lieu quand on a

$$\alpha = \beta e^{(\alpha-\beta)l}. \tag{8}$$

Le rapport $\frac{n}{n_0}$ est alors infini et n peut garder une valeur extrêmement grande même quand n_0 devient nul, c'est-à-dire qu'*un courant intense continue à passer indéfiniment quand l'action de la lumière ultraviolette cesse;* c'est cette condition qui définit l'apparition de la *décharge disruptive.* En même temps, *une lueur* apparaît dans le gaz entre les électrodes.

Le *potentiel explosif* V est la différence de potentiel minima qu'il faut établir entre les électrodes pour que la décharge disruptive se produise. L'équation (8) permet de le calculer pour chaque distance des électrodes et pour chaque pression : si l'on se donne la pression p et le champ X, α et β sont connus par les mesures antérieures et l'on peut déduire de l'équation la *distance explosive,* que nous désignerons par a; on aura

$$(\alpha - \beta)a = \log\alpha - \log\beta. \tag{8'}$$

Ayant X, p et a, on peut considérer X et par suite le produit $Xa = V$ comme connus en fonction de a et de p.

Il est important de remarquer [1] que l'équation (8), qui donne le potentiel explosif, est indépendante du mode d'ionisation qui sert à provoquer l'ionisation par chocs : on peut imaginer, par exemple, qu'on utilise des rayons Röntgen, produisant entre les plateaux une ionisation uniforme ou non, l'expression qui donne $\frac{n}{n_0}$ est un peu différente de l'expression (6), mais *son dénominateur est toujours le même.*

Or, on peut montrer que le potentiel explosif V doit dépendre uni-

---

[1] LANGEVIN, *Le Radium*, 1906, p. 113.

quement du produit ap. D'après (3), on a

$$\alpha = p f\left(\frac{X}{p}\right)$$

ou encore

$$\alpha = p f\left(\frac{V}{ap}\right).$$

De même

$$\beta = p \varphi\left(\frac{V}{ap}\right)$$

et l'équation (8') devient alors

$$ap\left[f\left(\frac{V}{ap}\right) - \varphi\left(\frac{V}{ap}\right)\right] = \log\left[f\left(\frac{V}{ap}\right)\right] - \log\left[\varphi\left(\frac{V}{ap}\right)\right],$$

relation qui donne V en fonction du seul produit ap.

Nous sommes ainsi conduits à l'énoncé de *la loi de Paschen*, déduite antérieurement de l'expérience : *le potentiel explosif ne dépend que de la masse de gaz intéressée à la décharge, par unité de surface d'électrode*. Sous cette forme, la loi a été étendue à un grand intervalle de températures par les expériences de M. Bouty [1]. Mais nous nous contenterons de faire la comparaison de l'équation (8') avec l'expérience à la température ordinaire, la seule jusqu'ici où α et β aient été mesurés.

Portons en abscisses les produits ap et en ordonnées, d'une part les potentiels explosifs calculés à l'aide de l'équation (8'), d'autre part ceux que donne l'expérience quand on augmente progressivement la différence de potentiel entre les électrodes, pendant que de la lumière ultraviolette tombe sur l'électrode négative. Les valeurs calculées et les valeurs expérimentales se placent exactement sur la même courbe, comme on le voit sur les figures 7 et 8, relatives à l'air et à l'hydrogène (les points obtenus expérimentalement sont indiqués par un petit cercle, pour les distinguer des points calculés : p est mesuré en millimètres de mercure, a en centimètres et V en volts). Les écarts ne dépassent pas le $\frac{1}{100}$: on peut donc considérer l'accord de la théorie avec l'expérience comme tout à fait remarquable.

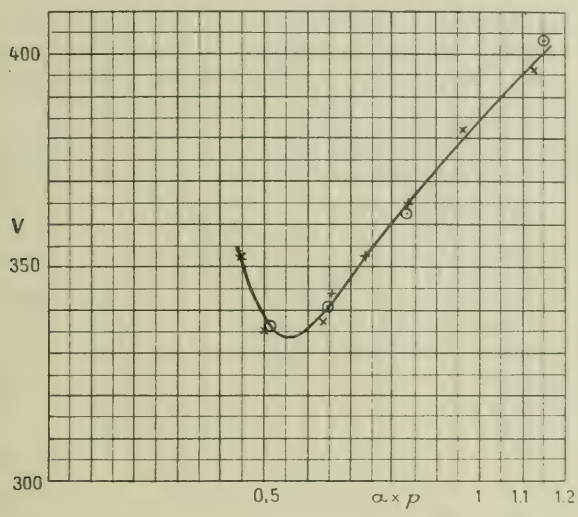
La forme même de ces courbes, qui présentent un minimum pour une certaine valeur du produit ap, est bien conforme à ce qu'on pouvait prévoir. Ainsi, supposons a constant et faisons varier p : quand p diminue, le libre parcours moyen augmente, ce qui rend, dans le

---

[1] Bouty, *Journal de Physique*, 3e série, t. III, 1894, p. 1[illegible].

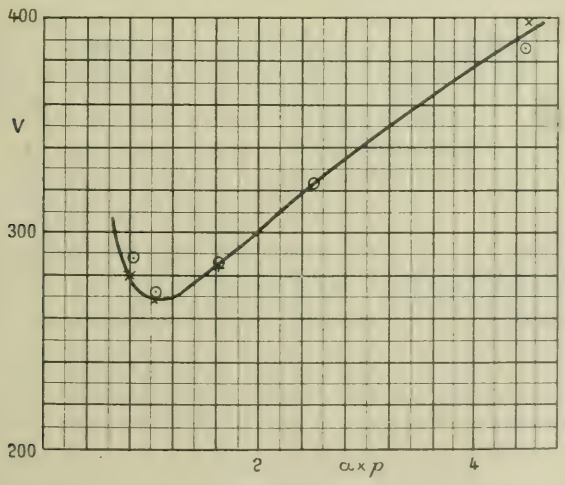
même champ, les chocs plus efficaces et diminue d'abord le potentiel explosif, jusqu'à ce que la diminution du nombre total des chocs par

Fig. 7.



centimètre, qui se produit en même temps, compense cette première action et amène une nouvelle augmentation de V.

Fig. 8.



Pour une distance donnée a, la pression p qui correspond au minimum de V est appelée la *pression critique;* d'après la loi de Paschen,

la pression critique est inversement proportionnelle à la distance explosive a. Dans l'air, on voit sur la courbe de la figure 7 que, si a est égal à 1^{cm}, la pression critique est de l'ordre du demi-millimètre; le minimum de V est d'environ 335 volts.

Ces vérifications expérimentales relatives aux potentiels explosifs ont porté sur un grand intervalle de pressions, qui va de la pression critique jusqu'à une pression environ douze fois plus grande. Mais il faut noter qu'*il n'y a pas eu encore de vérifications pour des pressions un peu inférieures à la pression critique,* car on ne connaît plus assez bien les valeurs de α et de β pour pouvoir se servir de l'équation (8').

Toutes les expériences de M. Townsend ont été faites en faisant agir de la lumière ultraviolette faible sur l'électrode négative : on n'a alors aucune irrégularité dans l'apparition de la décharge disruptive. Quand il n'existe aucune cause extérieure d'ionisation, ce qui intervient pour amorcer la décharge disruptive, ce sont les quelques ions toujours présents dans le gaz, même dans une enceinte fermée. Ils suffisent théoriquement si petit que soit leur nombre, mais s'il y en a trop peu et s'ils sont créés n'importe où dans le gaz, ils sont évidemment moins efficaces que ceux que produit la lumière ultraviolette, et l'on comprend qu'il se produise des irrégularités dans l'apparition de la décharge, et aussi qu'on trouve toujours, pour le potentiel explosif, 2 ou 3 volts de plus que lorsqu'on se sert de lumière ultraviolette même très peu intense [1].

Potentiels explosifs dans un champ non uniforme. — L'accord des calculs avec les résultats expérimentaux est donc excellent dans le cas d'un champ uniforme. Quand le champ n'est pas uniforme, on ne peut pas, en général, pousser les calculs aussi loin.

Nous considérerons seulement le cas de la décharge entre une pointe et un plan, et nous supposerons que la pression est supérieure à la pression critique; on ne peut pas calculer le potentiel explosif sous une forme qui permette la comparaison avec l'expérience, mais on peut cependant tirer quelques indications de la remarque suivante. Pour que la décharge disruptive se produise, il ne suffit dans aucun cas que les ions négatifs ionisent par chocs; les ions négatifs qu'ils pro-

---

[1] Quant à la lumière ultraviolette très intense, elle produit un abaissement plus grand du potentiel explosif, parce que, avant la décharge, le courant notable résultant de l'ionisation détruit l'uniformité du champ de façon à faciliter la décharge, comme nous le verrons plus loin (p. 209).

duisent les suivraient vers l'anode et s'il n'y avait pas une cause extérieure au gaz pour renouveler ces ions négatifs, le courant cesserait aussitôt. *Il est nécessaire que les ions positifs agissent aussi* et renouvellent constamment les ions négatifs; mais il n'est nullement nécessaire qu'ils agissent dans tout le champ : il suffit, pour que la décharge puisse se produire, qu'il y ait une région où les ions positifs agissent d'une manière suffisante.

Or, entre une pointe et un plan, le champ est beaucoup plus grand dans le voisinage immédiat de la pointe; c'est un cas analogue à celui, déjà considéré, du cylindre muni d'un fil suivant l'axe. Aussi, pour faire apparaître plus tôt l'ionisation par chocs, il faut charger la pointe positivement, afin que tous les ions négatifs traversent la région où le champ est maximum. Mais, pour produire plus facilement la décharge disruptive, ce sont les ions positifs qu'il faut considérer : ce sont eux qui doivent traverser la région du champ maximum, et il faut maintenant *que la pointe soit négative* pour avoir le potentiel explosif le plus petit. L'expérience vérifie ces conclusions; toutefois, il faut noter que cet effet de la direction du champ s'atténue quand la pression diminue et devient à peu près nul pour la pression critique. Nous reviendrons plus loin sur ce qui se passe au-dessous de cette pression.

Différence de potentiel nécessaire pour maintenir la décharge entre deux plateaux parallèles. — Jusqu'ici nous ne nous sommes occupés que de la façon dont la décharge s'établit et la théorie nous a donné des résultats très sûrs. Elle permet encore, bien que la difficulté augmente, de prévoir ce qui va se passer une fois que la décharge est amorcée, à la condition de se limiter aux cas où *la pression est supérieure à la pression critique* et où *l'intensité du courant n'est pas trop grande* (1).

Revenons au cas où le gaz est placé entre deux électrodes parallèles : nous savons que la théorie donne alors la valeur du potentiel explosif avec une grande précision. On constate que la différence de potentiel nécessaire pour maintenir la décharge après qu'elle est amorcée est, en général, bien inférieure au potentiel explosif. C'est que, lorsque la décharge est commencée, il y a dans le gaz un nombre considérable d'ions des deux signes, et ces ions s'accumulent dans le voisinage des électrodes; à cause de la différence des mobilités, l'accumulation la

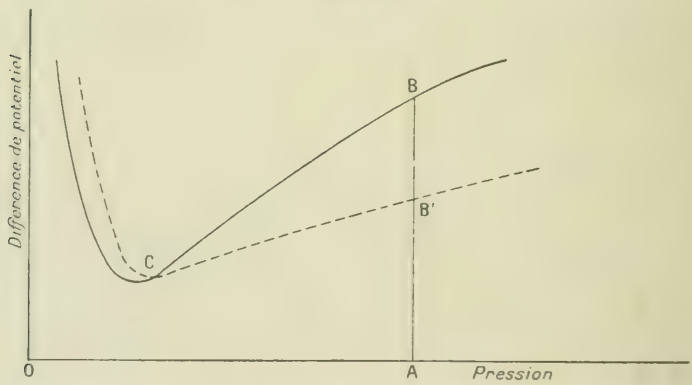
(1) Il s'agit, bien entendu, de l'intensité par unité de surface des électrodes.

plus importante de beaucoup est celle des ions positifs dans le voisinage de la cathode, ce qui a pour effet de rendre le champ maximum dans cette région [1], tandis qu'il diminue dans d'autres. Comme tous les ions positifs se dirigent vers la cathode, ils traversent la région du champ maximum, où leur action augmente beaucoup et peut devenir suffisante pour entretenir la décharge, alors que la chute de potentiel totale entre les électrodes, dont la plus grande partie se fait maintenant près de la cathode, aura notablement diminué et sera devenue bien inférieure au potentiel explosif. On peut, par exemple, avoir des écarts de 250 volts (pour un potentiel explosif de 600 volts).

Il résulte aussi de là que, l'effet indiqué augmentant avec l'intensité du courant, la décharge présente normalement cette propriété que *la différence de potentiel entre les électrodes diminue, quand on fait croître le courant,* en agissant sur la résistance extérieure.

L'écart entre la différence de potentiel explosive et la différence de potentiel qui maintient la décharge diminue à mesure que la pression baisse, et l'expérience montre que, pour la pression critique, la

Fig. 9.



deuxième est à peu près égale à la première (potentiel explosif minimum) et varie fort peu quand l'intensité du courant varie beaucoup.

---

[1] L'application du théorème de Gauss à une tranche de gaz de surface égale à 1 et d'épaisseur dx, x étant compté à partir de l'anode, donne

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi\rho,$$

ce qui montre que le champ X augmente en allant de l'anode à la cathode, si la densité électrique ρ est positive.

Si l'on représente ces deux différences de potentiel en fonction de la pression, pour une distance constante des plateaux, on voit qu'*aux pressions supérieures à la pression critique*, la courbe des potentiels explosifs est tout entière au-dessus de l'autre (courbe en traits ponctués de la figure 9). Ainsi, pour la pression qui correspond au point A, si l'on suppose qu'on augmente progressivement la différence de potentiel entre les électrodes, en les reliant, par l'intermédiaire d'une résistance, aux bornes d'une batterie d'accumulateurs dont on augmente le nombre, la décharge s'amorce quand la différence de potentiel atteint la valeur AB, mais, dès que la décharge est amorcée, la différence de potentiel tombe à la valeur AB'. D'ailleurs, d'après ce qu'on a vu, les deux courbes se coupent au voisinage du point C qui correspond à la pression critique.

De ce qui précède résulte une autre conséquence. Supposons que, pour une pression donnée, supérieure à la pression critique, on augmente progressivement le courant qui traverse le gaz : la région où les ions positifs agissent d'une manière intense vient se localiser de plus en plus dans le voisinage de la cathode, dans une épaisseur b où se produit une chute de potentiel très notable ; le reste du champ intervient d'une manière beaucoup moins importante dans l'ionisation par chocs, et, par suite, on conçoit que la chute de potentiel le long de la distance b est presque la même que celle qui maintiendrait le même courant, à la même pression, entre deux électrodes séparées par la distance b. Quand on augmente le courant de plus en plus, b, diminuant toujours, finit par devenir égal à la distance explosive correspondant au minimum de la courbe des potentiels explosifs relative à la pression considérée ; donc, à ce moment-là, *la chute de potentiel cathodique*, qui s'effectue sur la longueur b, doit être sensiblement égale au potentiel explosif minimum, qui se confond, comme on sait, avec la différence de potentiel nécessaire pour maintenir le courant. Et, désormais, quand le courant augmentera, même dans de grandes proportions, nous savons que cette chute cathodique ne variera plus sensiblement. Il y aura donc, à partir d'une intensité suffisante, *une chute cathodique à peu près constante et égale au potentiel explosif minimum, se produisant sur une longueur voisine de la distance explosive correspondant à ce potentiel explosif.*

Tout cela est bien conforme à l'expérience. On pourrait de même expliquer qualitativement l'existence *des strates*, en faisant intervenir des changements de vitesse des ions, qui produisent, par suite, l'ioni-

sation dans certaines tranches du gaz et pas dans les autres [1]; mais les phénomènes deviennent alors si compliqués, qu'on n'a pas encore établi de théorie qu'on puisse soumettre à des vérifications un peu précises.

Complications pour les courants intenses. — Les caractères que présente la décharge immédiatement après son établissement, quand l'intensité n'est pas trop grande, se trouvent ainsi expliqués dans leurs traits principaux; mais si le courant devient trop intense, la théorie, sous sa forme simple, ne suffit plus, car des phénomènes complexes apparaissent, dont les rôles sont difficiles à démêler : les phénomènes de recombinaison, négligés jusqu'ici, deviennent très appréciables; en outre, le gaz s'échauffe, ce qui diminue le nombre des molécules sur le trajet de la décharge; enfin, surtout, les *électrodes interviennent.*

Cette action des électrodes est manifestée par l'apparition, dans le spectre de l'étincelle, à côté des raies du gaz, des raies du métal des électrodes, surtout dans leur voisinage : des parcelles métalliques sont arrachées et vaporisées, la vapeur jaillissant des électrodes avec une vitesse que MM. Schuster et Hemsalech ont pu mesurer [2]. Les électrodes peuvent encore émettre, dans certaines conditions, des radiations qui modifient le mécanisme de la décharge. La cathode, frappée par les ions positifs et portée ainsi à une haute température, peut émettre des ions négatifs et, si cette émission est assez importante, il n'est même plus nécessaire que les ions positifs produisent dans le gaz l'ionisation par chocs pour que le courant se maintienne : c'est ce qui se passe dans l'arc et c'est ce qui explique qu'on puisse produire l'arc avec un champ bien moins intense que celui qui serait nécessaire pour produire l'étincelle. Sans aller jusqu'à ce cas extrême, il est possible que cette émission cathodique se superpose à l'ionisation par chocs des ions des deux signes, et les propriétés de la décharge ordinaire peuvent alors se rapprocher de celles de l'arc.

Il n'est donc pas étonnant que la décharge puisse présenter, quand son intensité varie, *des régimes* successifs difficiles à débrouiller et donnant aux phénomènes une complexité dont, par exemple, les expériences récentes de MM. Abraham et Villard [3] peuvent donner une idée.

---

(1) J.-J. Thomson, *Ions, Électrons, Corpuscules*, 2e fasc., p. 855.

(2) Schuster et Hemsalech, *Journal de Physique*, 4e série, t. I, 1902, p. 76.

(3) Abraham et Villard, *Comptes rendus de l'Acad. des Sc.*, t. CL, 1910, p. 1280, et t. CLI, 1910, p. 269.

Mais il faut bien remarquer que, *lorsque la pression est supérieure à la pression critique*, ces complications n'ont pas d'influence sur la valeur même des potentiels explosifs. C'est pour cela que les potentiels explosifs déterminés par Carr (1) sont indépendants de la nature des électrodes et sont les mêmes que ceux que M. Bouty (2) a obtenus avec des tubes sans électrodes, où l'on ne peut guère prévoir comme perturbation qu'une action possible des gaz occlus dans les parois. Les expériences de MM. Schuster et Hemsalech sur la constitution de la décharge ont montré également que *le début* de l'étincelle intéresse uniquement le gaz.

Ainsi, au-dessus de la pression critique, la théorie de l'ionisation par chocs explique d'une façon complète par quel mécanisme s'amorce l'étincelle, et cela, quelles que soient les complications qui peuvent se produire ensuite, quand l'intensité devient notable.

Anomalies au-dessous de la pression critique. — Aux pressions très faibles, les choses sont différentes. Entre deux plateaux parallèles, la décharge présente, dès son établissement même, un caractère anormal que la théorie ne prévoit pas : au-dessous de la pression critique, la différence de potentiel nécessaire pour maintenir un courant *appréciable* est supérieure au potentiel explosif. Quand on atteint la différence de potentiel explosive, il ne se produit qu'un courant très faible et, *pour l'augmenter, il faut augmenter la différence de potentiel des électrodes* (3). La courbe en traits ponctués de la figure 9 est donc placée maintenant au-dessus de la courbe des potentiels explosifs.

Pour ces pressions, la décharge par pointe présente une anomalie analogue : le potentiel explosif le plus petit correspond au cas où la pointe est chargée positivement. Les deux phénomènes paraissent liés et leur explication est probablement la même. Mais cette explication, on ne la connaît pas encore. Les propriétés de la décharge par pointe montrent que le voisinage de l'anode est désormais la région active; M. Townsend (4) suppose qu'à ces faibles pressions, il se produit une ionisation d'un nouveau genre, due à des radiations émises par l'anode. On sait bien qu'aux pressions très petites, il faut tenir

---

(1) Carr, *Phil. Trans.*, t. CCI, 1903, p. 403.

(2) Bouty, *Bulletin des séances*, 1906, p. 61.

(3) Brown, *Phil. Mag.*, 6e série, t. XII, 1906, p. 210. — Meservey, *Phil. Mag.*, 6e série, t. XXI, 1911, p. 479.

(4) Townsend, *The Theory of Ionization of Gazes by Collision*, p. 76.

compte des rayons cathodiques, émis par la cathode, et que, sous leur action, l'anode émet à son tour des rayons Röntgen. Mais cela se manifeste pour des pressions bien inférieures à la pression critique. Il est possible cependant qu'au voisinage de la pression critique, il se produise déjà des rayons analogues aux rayons Röntgen, mais *non pénétrants*, donc impossibles à déceler hors du tube à décharge. Peut-être aussi faudrait-il faire intervenir des rayons analogues aux *entladungstrahlen* de E. Wiedemann [1].

Quelle qu'elle soit, la radiation dont M. Townsend suppose l'existence doit certainement agir sur la différence de potentiel nécessaire pour maintenir la décharge. Elle peut agir aussi sur le potentiel explosif et le faire dépendre, en particulier, de la nature des électrodes; on ne peut pas l'affirmer, puisqu'on n'a pas fait de vérifications de la théorie pour ces pressions, mais cela est possible et peut même sembler probable d'après les observations faites par M. Bouty [2], qui paraissent défavorables à l'extension *rigoureuse* de la loi de Paschen au-dessous de la pression critique.

En somme, la théorie des potentiels explosifs aux pressions très faibles n'est pas faite; il serait d'ailleurs prématuré de baser des théories mathématiques sur les diverses hypothèses qu'on peut faire intervenir, car on n'a pas fait des mesures assez nombreuses à ces pressions pour pouvoir encore décider entre elles.

Malgré tout ce qui reste à faire pour expliquer complètement les phénomènes si complexes de la décharge électrique, le domaine dans lequel la théorie de l'ionisation par chocs a pris une forme définitive, en accord parfait avec l'expérience, est assez vaste pour montrer sa fécondité. Si l'on prévoit qu'il faudra peut-être la compléter dans certains cas par des hypothèses nouvelles, on peut affirmer qu'elle restera toujours le guide nécessaire dans l'établissement d'une théorie complète.

---

[1] E. Wiedemann, *Zeitschr. f. Electrochem.*, 1895, p. 159. — Hoffmann, *Ann. der Physik*, t. LX, 1897, p. 269.

[2] Bouty, *Bulletin des séances*, 1906, p. 71.

LES GAZ ULTRA-RARÉFIÉS

(Conférence du 23 février 1912),

PAR M. L. DUNOYER.

I. — INTRODUCTION.

1. Le titre de cette Conférence comporte un haut degré d'indétermination. On a fait et l'on continue à faire un grand nombre de recherches théoriques ou expérimentales dont l'objet est constitué par les propriétés particulières à cet état de la matière que, bien improprement, vous le verrez, on appelle trop souvent *le vide*. Parmi ces recherches, les plus nombreuses de beaucoup portent sur les modes divers de la décharge électrique dans les gaz, et les belles études de MM. J.-J. Thomson et Righi mériteraient assurément une place dans cette série de Conférences sur l'état actuel de nos idées touchant la constitution de la matière. Mais l'attention générale est par avance attirée sur ces brillants résultats dont on trouve l'exposition en langage technique ou en langue vulgaire dans maints périodiques et dans maintes revues. Aussi, laisserai-je, ce soir, complètement de côté tous les phénomènes de décharge .Ma tâche, si elle est plus ingrate, pourra peut-être, en un certain sens, être plus utile.

Nous étudierons donc les gaz ultra-raréfiés, sans complication, c'est-à-dire en faisant abstraction de toute charge électrique portée par les molécules. Le sujet est ainsi suffisamment vaste. Quant à l'idée que doivent évoquer les mots de gaz ultra-raréfiés, il faut qu'elle reste bien éloignée de cette conception, immédiatement formée dans l'esprit de chacun de nous où, dans le volume d'une noisette, quelques rares molécules se promènent, suivies individuellement par notre imagination. Nous savons que dans une molécule-gramme d'un gaz, c'est-à-dire dans la masse qui pèse en grammes le poids

moléculaire, ou bien encore qui occupe dans les conditions normales un volume de $22^{l},32$, se trouvent à peu de chose près 70.10^{22} molécules. 1^{cm^3} en renferme donc $70.10^{22} : 22,32.10^3 = 3.10^{19}$.

Or, une bonne pompe à mercure peut produire, dans un récipient en verre dont les parois ont été convenablement purgées de gaz, une pression trop faible pour être non seulement mesurable, mais même sensible avec une jauge de Mc Leod. Il ne reste donc plus dans le récipient que la vapeur de mercure. Sa tension à 10° est 1,14 dyne par centimètre carré, ou à peu près 0,00085 millimètre de mercure. La pression atmosphérique est de $76.13,6.981 = 10^6$ dynes environ. Le nombre de molécules de mercure qui restent dans notre appareil, en apparence vidé parfaitement est donc encore $3.10^{19}\frac{1.14}{10^6} = 3.10^{13}$ environ.

Ce nombre formidable n'est pas exprimable en langage ordinaire. Mais, supposons qu'en plongeant notre récipient vidé dans l'air liquide, pour condenser la vapeur de mercure, on rende la pression de cette vapeur un million de fois plus petite: dans de pareilles conditions la vapeur de verre devra aussi entrer en ligne de compte. Le nombre de molécules sera encore de

$$\frac{3.10^{13}}{10^6} = 3.10^7$$

ou de 30 millions par centimètre cube !

Il est cependant extrêmement probable qu'une raréfaction pareille n'a jamais été réalisée.

2. La condition des molécules d'un gaz indéfini, d'une nébuleuse gazeuse par exemple, où régnerait une aussi faible pression, serait d'ailleurs fort différente, à la même température, de celle des molécules restées dans le récipient que nous aurions réussi à vider aussi parfaitement.

Les molécules d'un gaz, dans les conditions normales de température et de pression, parcourent en moyenne un chemin de $0^{\mu},1$ ou 10^{-5} cm., sans être dérangées. C'est leur *chemin moyen de libre parcours*. Ce chemin moyen varie en raison inverse de la pression. Il sera donc de l'ordre de $10^{-5}.10^6$ ou 10^{cm} pour les molécules de vapeur de mercure pure saturante à 16°; de 100^m, pour une raréfaction 1000 fois plus grande (c'est probablement une limite supérieure du vide qu'il est possible d'atteindre); de 100^{km} dans le cas extrême que nous imaginions tout à l'heure. Dans ce cas extrême, par exemple, l'intervalle

de temps qui s'écoulera entre deux chocs successifs subis par une même molécule pourra être de l'ordre de 3 ou 4 minutes au moins. Mais, si les phénomènes observés dépendent de moyennes étendues à des intervalles de temps assez longs, ce gaz ultra-raréfié ne présentera pas des propriétés différentes de celles que la théorie cinétique assigne à un gaz ordinaire. C'est ce qui légitimerait l'application, tentée par Lord Kelvin et reprise par M. Poincaré, de la théorie cinétique des gaz à l'ensemble des étoiles qui forment notre voie lactée considérées comme autant de molécules, si toutefois nous étions sûrs que la voie lactée fût assez grande pour qu'une étoile n'eût pas de chance de jamais la traverser sans en rencontrer une autre. C'est à cause d'une restriction du même ordre que la théorie cinétique des gaz sous sa forme ordinaire ne sera pas applicable aux gaz suffisamment raréfiés dans nos récipients. Effectivement, si une molécule de vapeur de mercure pure, saturante à 16°, parcourt en moyenne 10^{cm} sans être dérangée, c'est qu'elle va fréquemment d'une paroi à l'autre des vases *ordinaires* que nous employons sans en rencontrer aucune autre.

Pour une raréfaction 10 ou 100 fois plus grande, le nombre des chocs mutuels deviendra tout à fait infime par rapport au nombre des chocs sur les parois. Ce sera la même chose, si, au lieu de supposer que le gaz est plus raréfié, nous continuons à envisager de la vapeur de mercure pure, saturante à 16°, non pas dans un récipient de 1^{dm^3}, mais dans un volume de 1^{cm^3} limité par des parois solides.

Les propriétés de la masse gazeuse considérée dans son ensemble, seront sous la dépendance du nombre et de la nature des chocs entre les molécules et les parois et deviendront indépendantes des chocs mutuels des molécules.

Ce sont les gaz étudiés dans les conditions définies par cette dépendance que nous considérerons ce soir, comme ultra-raréfiés.

Notre définition dépend donc, cela va de soi, des dimensions du volume gazeux envisagé.

Mais en fait, avec la dimension des appareils que nous sommes actuellement à même d'employer, les pressions de nos gaz ultra-raréfiés seront, pour fixer les idées, généralement inférieures au $\frac{1}{100}$ ou au $\frac{1}{200}$ de millimètre de mercure. Pour étendre le domaine des propriétés dont nous allons parler à des pressions plus fortes, il faudrait construire des appareils où le volume gazeux étudié présentât une dimension, convenablement choisie, au moins 10 fois plus

petite. Ce domaine d'application dépend aussi dans une certaine mesure du phénomène particulier dont on s'occupe, suivant que ce phénomène dépend plus ou moins du rapport entre le nombre des chocs mutuels des molécules et le nombre de leurs chocs sur les parois.

3. L'étude des gaz ultra-raréfiés, tels que je viens de les définir, est susceptible de fournir des résultats importants pour le progrès de nos connaissances sur la constitution de la matière. Sous sa forme ordinaire, la théorie cinétique des gaz fait intervenir seulement le choc des molécules gazeuses entre elles. Les propriétés des gaz ultra-raréfiés ouvrent un domaine nouveau à la théorie cinétique, en l'obligeant à faire entrer en ligne de compte le choc des molécules du gaz sur les molécules de la paroi. Les résultats simples seront obtenus, naturellement, quand on pourra ne tenir compte que de ces chocs, en négligeant les chocs mutuels.

En se plaçant à ce nouveau point de vue, il y aura lieu de reprendre l'étude des phénomènes de mouvement que la théorie cinétique a été la première à expliquer pour les pressions moyennes : phénomènes de diffusion de matière, de diffusion de mouvement ou de viscosité, et de diffusion de chaleur ou de conductibilité thermique, phénomènes reliés pour les pressions moyennes, par le célèbre théorème de Boltzmann sur le transport d'une grandeur par le mouvement moléculaire.

Pour se développer, la théorie devra donc d'abord formuler des hypothèses sur la nature du choc entre les molécules d'un gaz et une paroi solide. Deux cas différents pourront se présenter :

1° Le gaz sera en équilibre de température avec la paroi, qui, par conséquent, ne sera traversée par aucun flux calorifique. La question se posera de savoir, d'une manière générale, si la vitesse de la molécule après le choc est reliée par une loi, en grandeur et direction, à sa vitesse avant le choc (si par exemple elle rebondit à la manière d'une bille de billard sur une bande), ou bien si, au contraire, ces deux vitesses sont entièrement indépendantes l'une de l'autre.

2° L'équilibre de température ne sera pas réalisé entre la paroi et la masse du gaz : un flux de chaleur s'écoulera alors, à travers et par le moyen du gaz, d'une paroi chaude à une paroi froide. Il faudra bien admettre, dans ce cas, que le choc modifie d'une manière déterminée la grandeur moyenne de la vitesse des molécules gazeuses : le transport de chaleur par conductibilité gazeuse de la paroi chaude à la paroi

froide serait, sans cela, incompréhensible. De plus, puisque la vitesse est modifiée en grandeur, on peut se demander si, dans ce cas, elle subit aussi une modification déterminée en direction. Si l'on fait abstraction de cet aspect de la question, elle peut, en somme, se formuler ainsi : comment se fait, pendant le choc, le partage de l'énergie entre une molécule du gaz et une molécule de la paroi ? Un cas particulier de ce problème consiste à rechercher si l'énergie cinétique moyenne d'une molécule, après le choc, est exactement celle qui correspond à la température de la paroi.

Cette question avait été déjà posée incidemment par Poisson sous une forme un peu différente, puisqu'il avait admis la possibilité d'une discontinuité de température à la surface d'un corps solide plongé dans un gaz. L'existence — maintenant établie dans le cas d'un gaz raréfié — d'un *saut brusque* de température quand la surface du corps solide est traversée par un flux calorifique, confirme la possibilité admise par Poisson.

4. Enfin, le mode spécial de conduction calorifique par les gaz très raréfiés donne naissance à des forces qui s'exercent entre les parois plongées dans ces gaz et portées à des températures différentes. Ces forces sont généralement appelées *radiométriques*, du nom de l'appareil vulgarisé par Sir William Crookes, où leur effet est manifeste. Nous aurons à montrer comment on peut les utiliser pour mesurer la tension des gaz, quand cette tension est suffisamment faible.

5. Les problèmes que j'ai essayé de définir rapidement ont reçu, dans ces dernières années, des solutions déjà assez complètes. Un Mémoire de M. Smoluchowski, daté de 1898, marque le premier progrès important. Mais nos connaissances sur le sujet se sont considérablement étendues à la suite des beaux travaux effectués depuis 1909 par M. Knudsen.

Sur la conductibilité thermique, des expériences intéressantes sont dues à MM. Soddy et Berry (1910). M. Knudsen a repris la question, qui reste d'ailleurs obscure sur certains points. En 1911 et 1912, M. Smoluchowski a publié divers Mémoires théoriques pour les éclaircir. Nous essaierons de montrer sur quoi porte la discussion, sans qu'il y ait lieu de la suivre ici.

II. — LE MOUVEMENT RECTILIGNE DES MOLÉCULES ET LEUR REBONDISSEMENT.

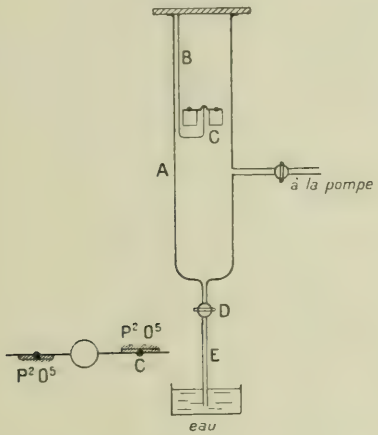
6. **Expérience de Cantor.** — Que le rebondissement des molécules sur une paroi solide intervienne pour produire l'action moyenne que nous appelons *pression*, c'est ce qu'une expérience simple peut facilement nous montrer. Nous n'aurons pas besoin, d'ailleurs, pour cette expérience, de raréfier beaucoup le gaz.

L'expérience en question est due à Cantor, et c'est la première, à ma connaissance, qui ait été tentée avec quelques succès pour mesurer d'une manière directe les vitesses moléculaires. Elle remonte à quelques années (1897). M. Cantor suspendait, dans un récipient plein de chlore, une plaquette de verre recouverte d'un côté d'une couche de cuivre. Les molécules qui viennent frapper la surface du verre ont plus de chances de rebondir que celles qui viennent frapper la surface du cuivre, puisque un certain nombre de celles-ci se combinent au cuivre. Quand une molécule rebondit, la percussion qu'elle produit sur la palette est égale à la somme des quantités de mouvement que possède la molécule, suivant la normale à la palette, avant et après le choc. L'action moléculaire sur le côté où le verre est nu l'emporte donc sur celle qui se produit du côté cuivre, et la palette devra se déplacer de telle manière que le cuivre aille au devant du gaz. Si la palette est à l'extrémité d'un bras suspendu à un fil de torsion ou à un bifilaire, comme le faisait Cantor, on pourra mesurer la différence des actions moléculaires, et en déduire, par une formule qu'il est inutile de transcrire ici, la quantité de mouvement transportée par la masse de chlore qui s'est fixée sur le cuivre. En divisant cette quantité de mouvement par l'augmentation de poids du cuivre, on aura la vitesse moyenne des molécules de chlore. Cantor a trouvé des nombres de l'ordre de 65^{m} par seconde, tandis que la vitesse moyenne réelle est d'environ 200^{m} par seconde. L'ordre de grandeur est atteint, si on l'estime avec des idées larges, mais l'écart est grand entre la théorie et l'expérience. Celle-ci paraîtrait mériter, toutefois, d'être reprise.

Nous la réaliserons sous vos yeux, d'une manière un peu différente (*fig.* 1) : dans un tube de verre A, fermé à sa partie supérieure par une plaque rodée sous laquelle est mastiquée une tige B recourbée deux fois et terminée en pivot, se trouvent deux palettes C formées de couvre-objets de microscope, montées sur une chape de

verre. Pivots et chape en verre sont faciles à construire et peuvent rendre des services dans maintes circonstances. Sur ces palettes, on a collé, d'un côté seulement comme l'indique la figure, un peu d'anhydride phosphorique. On fait le vide dans l'appareil, puis on ouvre avec

Fig. 1.



précaution le robinet D jusqu'au niveau duquel on avait fait monter de l'eau, dans le tube E, par aspiration préalable. Aussitôt qu'un peu d'eau est entrée dans l'appareil et s'est vaporisée, les palettes se mettent à tourner rapidement, l'acide phosphorique anhydre allant au devant de la vapeur d'eau. On s'assure aisément qu'un défaut de verticalité ou de symétrie des palettes ne peut être la cause du phénomène en changeant les faces sur lesquelles on dépose l'anhydride phosphorique. L'expérience montre en même temps l'excellence de ce corps comme desséchant, mais aussi la rapidité avec laquelle son activité s'affaiblit. Elle suggère l'idée d'essayer un hygromètre dans lequel les palettes seraient suspendues à un fil de torsion. La raréfaction de l'air dans l'appareil ne paraît pas une condition essentielle, car elle ne semble avoir d'autre effet que d'accélérer la diffusion de la vapeur d'eau introduite et de rendre ainsi plus vif le mouvement des palettes. Cet hygromètre, sans avoir les inconvénients bien connus de l'hygromètre à cheveu, partagerait avec lui l'avantage de donner des indications continues.

Si j'ai tenu à vous montrer d'abord cette expérience qui pourtant ne met pas en jeu les propriétés spéciales des gaz ultra-raréfiés, c'est qu'elle me paraît de nature à bien montrer le rôle du rebondissement moléculaire dans l'existence de la pression, en même temps qu'elle est

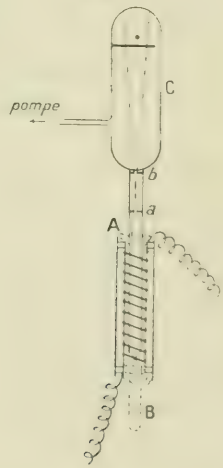
assez simple pour pouvoir être utilement répétée dans l'enseignement élémentaire.

7. **Rayonnement matériel d'origine cinétique.** — Avant d'exposer les travaux dont les phénomènes rappelés aux paragraphes 3 et 4 ont fait l'objet, je vous demande la permission de vous parler encore d'une expérience qui correspond d'une manière frappante à la définition des gaz ultra-raréfiés : elle consiste en effet à lancer dans le vide des molécules animées de vitesses toutes parallèles : elles cheminent ou plutôt elles volent en ligne droite jusqu'à la première paroi que rencontre leur route. C'est la manière dont elles rebondissent ou ne rebondissent pas sur cette paroi qui conditionne leur avenir.

Pour réussir commodément cette expérience, il faut que ces molécules soient celles d'un corps très peu volatil à la température ordinaire. Les métaux alcalins, le sodium surtout, m'ont particulièrement bien réussi grâce à la facilité avec laquelle on peut, dans le vide, les obtenir tout à fait exempts de gaz occlus.

Dans un tube de verre A, de quelques millimètres de diamètre et de 10^{cm} à 20^{cm} de longueur, on amène, par distillation dans le vide,

Fig. 2.



un peu de sodium d'abord contenu dans l'ampoule B (*fig.* 2). On sépare ensuite ces deux parties l'une de l'autre en scellant au chalu-

(1) *Voir*, pour la technique de ce phénomène : L. Dunoyer, *Comptes rendus*, t. CLII, 1911, p. 693, et *Le Radium*, t. VIII, 1911, p. 142.

meau la partie étranglée. Le tube A communique d'autre part avec l'ampoule C, qui est directement liée à une pompe Gaëde, par deux diaphragmes circulaires centrés sur le tube, *a* et *b*. On fait un très bon vide, tel, par exemple, que la jauge de Mc Leod n'indique plus que $\frac{1}{20\,000}$ de millimètre de mercure ou moins. Il est bon, de plus, d'interposer sur la canalisation à vide un corps capable d'absorber les vapeurs de mercure, des feuilles d'or par exemple.

Si maintenant on chauffe le tube A à une température convenable, au moyen d'un petit four électrique représenté sur la figure, de la vapeur de sodium se forme dans la partie chauffée. Certaines des molécules qui se trouvent aux confins de cette atmosphère, vers le haut, ont des vitesses dont les directions passent à la fois à travers les deux diaphragmes; ces molécules doivent donc les franchir et continuer leur route dans l'ampoule C, en ligne droite, jusqu'à ce qu'elles se heurtent à la paroi. Elles ne peuvent guère faire auparavant de mauvaises rencontres, pour les détourner du droit chemin, car leurs pareilles vont dans le même sens, et quant aux molécules du gaz résiduel qui représente le vide, nous les supposons suffisamment rares. Si par exemple ce gaz est la vapeur de mercure à la température ordinaire, le chemin moyen de ses molécules, soit environ 10^{cm}, est précisément du même ordre de grandeur que le parcours de nos molécules de sodium depuis la vapeur chaude jusqu'au sommet du tube; autrement dit ces molécules sont lancées au travers d'un gaz qui correspond d'une manière exacte à la définition de gaz ultra-raréfié.

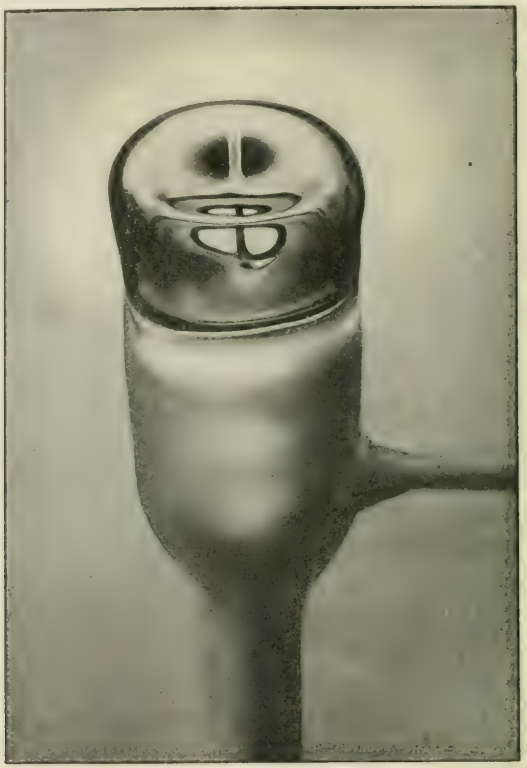
A vrai dire comment aperçoit-on ce *vol* de projectiles matériels ? On ne l'aperçoit pas, mais on constate ses effets sur la paroi ou sur les obstacles qu'on interpose. Un dépôt de matière marque avec netteté la trace du faisceau. Les obstacles interposés, tels que de petites baguettes de verre, arrêtent les projectiles, et leur ombre se dessine sur la paroi avec une précision étonnante, comme le montre la photographie ci-après (*fig.* 3).

On pourrait résumer d'un mot le résultat de cette expérience, en disant que le principe de Watt, ou de la paroi froide, n'est pas applicable aux gaz ultra-raréfiés.

Ce curieux phénomène paraît propre à la mesure directe de diverses grandeurs moléculaires, connues jusqu'à présent d'une manière détournée, les vitesses moyennes, par exemple. Il suffirait, pour les obtenir, de déterminer simultanément la quantité de matière projetée pendant un certain temps et la quantité de mouvement transportée

par cette masse. Le résultat de cette dernière mesure est d'ailleurs lié à la loi de rebondissement sur la paroi, car la percussion de chaque molécule de vitesse Ω est $2m\Omega$ si elle rebondit dans sa direction

Fig. 3.



primitive, $m\Omega(1+\cos\theta)$ si elle rebondit dans une direction θ arbitraire, et $m\Omega$ seulement si elle reste collée à la paroi. Ce dernier cas ne paraît d'ailleurs pas probable car, au bout d'un certain temps, la trace du faisceau s'estompe, les ombres deviennent plus diffuses et le dépôt de métal alcalin commence à se faire en dehors de l'espace géométriquement défini par les deux diaphragmes, ce qui suppose évidemment que les conditions d'arrivée sur la paroi se modifient. L'étude des propriétés électriques de ce faisceau, dont il sera rendu compte ailleurs, m'a empêché jusqu'à présent d'entreprendre les recherches dont il vient d'être question; pour ces recherches l'emploi est tout indiqué de microbalances analogues à celles que MM. Steele

et Grant ont construites avec tant de succès [1], et que Sir William Ramsay a si habilement utilisées avec M. Gray pour déterminer la densité de l'émanation du radium [2]. M. Urbain s'est tout récemment servi de balances semblables pour étudier la déshydratation des hydrates salins [3].

Je m'excuse de cette anticipation et j'en arrive aux recherches de M. Knudsen sur l'écoulement des gaz ultra-raréfiés dans les tubes.

III. — RECHERCHES SUR L'ÉCOULEMENT MOLÉCULAIRE DES GAZ DANS LES TUBES.

8. On sait que l'une des prévisions les plus remarquables et les plus singulières pour un esprit non prévenu, que Maxwell put faire à l'aide de la théorie cinétique des gaz, fut l'indépendance entre la viscosité d'un gaz et sa densité. Cette prévision est cependant tout intuitive : puisque l'action des couches de gaz les unes sur les autres provient de l'échange qu'elles font de leurs molécules, elle ne doit pas changer si la densité diminue de moitié, car alors il y a bien deux fois moins de molécules pour réaliser l'échange, mais elles vont deux fois plus loin.

Un très grand nombre d'expériences ont été faites pour vérifier cette loi et pour mesurer le coefficient de viscosité des différents gaz, soit en faisant osciller des corps solides de révolution au sein du gaz et en étudiant l'amortissement de leurs oscillations, soit en étudiant l'écoulement des gaz dans des tubes plus ou moins capillaires, sous l'influence d'une légère différence de pression. Dans leur ensemble ces expériences ont parfaitement vérifié la loi de Maxwell, toutes les fois du moins que la densité du gaz ou la pression ne se sont pas trouvées trop abaissées. Dans le cas d'un corps de révolution oscillant autour de son axe, il ne faut pas que la pression s'abaisse assez pour que la distance entre la surface du corps et les parois fixes qui renferment le gaz devienne de l'ordre de grandeur du chemin moyen des molécules du gaz, ou même que cette distance ne soit qu'un multiple

---

(1) Steele et Grant, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXXII, 1909, p. 586.

(2) R. W. Gray et W. Ramsay, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXXIV, 1911, p. 536. *Voir* aussi la Conférence faite par sir William Ramsay devant la Société française de Physique : *Journ. de Phys.*, t. I, 1911, p. 429.

(3) G. Urbain, *Comptes rendus*, t. CLIV, 1912, p. 347.

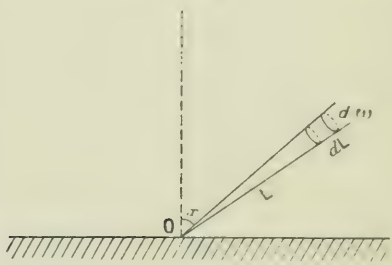
peu élevé du chemin moyen. Dans le cas des tubes, il ne faut pas que, par diminution de la densité, le chemin moyen devienne comparable au diamètre du tube, c'est-à-dire que les molécules puissent aller souvent, sans en rencontrer d'autres, d'un côté à l'autre du tube; il ne faut pas, en un mot, que le gaz soit ultra-raréfié.

Notons en passant qu'on voit bien ici combien la dénomination d'ultra-raréfié dépend du phénomène particulier qu'on envisage.

9. Un raisonnement simple, dont j'emprunte la forme à M. Knudsen [1], fait bien comprendre pourquoi le rapport du libre parcours des molécules au diamètre du tube joue un rôle aussi important.

Considérons, sur une paroi plane, l'unité de surface autour du point O, et calculons le nombre de molécules qui viennent, par seconde, frapper cette surface (*fig.* 4). Envisageons d'abord celles

Fig. 4.



qui se trouvent, à un instant donné, dans le volume élémentaire défini par un pinceau conique d'ouverture $d\omega$ et deux sphères concentriques de rayons L et L + dL. Le volume de cet élément est $L^2\,dL\,d\omega$, et, s'il y a N molécules par unité de volume du gaz, cet élément en renferme $NL^2\,dL\,d\omega$. Soient Ω la vitesse moyenne des molécules et λ leur chemin moyen de libre parcours; le nombre des chocs subis, en une seconde, par une molécule est $\frac{\Omega}{\lambda}$, et par conséquent le nombre des chocs subis en une seconde par les molécules contenues dans l'élément de volume sera

$$NL^2\,dL\,d\omega\,\frac{\Omega}{\lambda}.$$

---

[1] M. Knudsen, *Ann. d. Phys.*, t. XXVIII, 1909, p. 75-130.

On peut considérer que l'effet d'un choc est de lancer une molécule, dans une direction entièrement quelconque, hors du petit élément de volume. L'expression qu'on vient d'écrire représente donc aussi le nombre de molécules que cet élément de volume lance, en une seconde, dans toutes les directions. La projection de l'unité de surface prise autour du point O sur la sphère de rayon L ayant pour centre l'élément de volume est $\frac{\cos x}{4\pi L^2}$. Le nombre de molécules lancées en une seconde par l'élément de volume, dans la direction de l'unité de surface prise autour de O est donc

$$\frac{\cos x}{4\pi L^2} N L^2 \, dL \, d\omega \frac{\Omega}{\lambda} = \frac{\cos x}{4\pi} \frac{N\Omega}{\lambda} dL \, d\omega.$$

En vertu d'un raisonnement bien connu, le nombre de molécules qui, parmi celles-ci, arriveront jusqu'à l'unité de surface prise autour de O sera

$$\frac{\cos x}{4\pi} \frac{N\Omega}{\lambda} dL \, d\omega \, e^{-\frac{L}{\lambda}}.$$

Si l'on intègre cette expression de $L = 0$ à $L = \infty$ et de $x = 0$ à $x = \frac{\pi}{2}$, on trouve

$$(1) \qquad \frac{1}{4} N\Omega.$$

Considérons maintenant le cas d'un tube, cylindrique et circulaire pour fixer les idées, et calculons, dans un élément de longueur égal à l'unité, le rapport du nombre des chocs mutuels qui se produisent entre les molécules du gaz au nombre des chocs entre les molécules du gaz et la paroi. Le nombre des chocs des molécules entre elles, pendant une seconde, sera

$$\frac{N\Omega}{\lambda} \pi R^2.$$

en désignant par R le rayon du tube. Quant au nombre des chocs des molécules sur la paroi, ce sera, d'après le calcul précédent,

$$\frac{1}{4} N\Omega . 2\pi R.$$

Le rapport du nombre des chocs sur les parois au nombre des chocs mutuels, est donc

$$\frac{N\Omega\pi R}{2} \frac{\lambda}{N\Omega\pi R^2} = \frac{\lambda}{2R} = \frac{\lambda}{D}.$$

Supposer que le chemin moyen de libre parcours est grand par rapport au diamètre du tube, c'est par conséquent supposer, dans le même rapport, que le nombre des chocs mutuels entre les molécules est petit en comparaison du nombre des chocs sur les parois. Pour que la loi de Maxwell sur l'indépendance entre la viscosité et la pression soit pleinement applicable, il faut au contraire que le nombre des chocs mutuels soit très grand par rapport au nombre des chocs sur les parois.

10. **Expériences de M. Knudsen.** — Le long Mémoire de M. Knudsen que j'ai déjà cité contient l'exposé de recherches expérimentales très étendues sur l'écoulement des gaz ultra-raréfiés dans les tubes, ou écoulement *moléculaire* suivant l'expression du savant danois. Le domaine exploré se raccorde, d'après les mesures mêmes de l'auteur, au régime de l'écoulement visqueux. Le Mémoire contient aussi une justification théorique des résultats expérimentaux obtenus.

En principe, l'expérience consistait à faire écouler un gaz d'un récipient dans un autre, en établissant entre eux une très légère différence de pression. Le tube capillaire qui les réunit a quelques centimètres de longueur et son diamètre est de l'ordre du millimètre ou du quart de millimètre; au reste voici les dimensions exactes :

	Longueur.	Diamètre.
	cm	cm
Tube n° 1	6	0,02
» 2	12	0,02
» 3	6	0,28
» 4 faisceau de 24 tubes parallèles ayant	2	0,006

Les tubes capillaires 1, 2, 3 étaient recourbés en forme d'U et chauffés au moyen d'un bain d'eau de quelques degrés au-dessus de la température du reste de l'appareil, pour éviter toute condensation de mercure en petites gouttelettes dans le capillaire. Les tubes larges, sur lesquels sont soudés les capillaires, sont mis d'abord en communication directe et l'on mesure avec les jauges de M. Leod, soudées sur chacun d'eux la pression moyenne du gaz. On a constaté que jusqu'aux plus basses pressions réalisées ($0^{mm},0001$ 4 de mercure) les mesures faites avec les deux jauges étaient concordantes. Par le jeu d'un niveau de mercure, on sépare ensuite les deux tubes réservoirs l'un de l'autre de manière qu'ils ne communiquent plus que par le capillaire. A cet instant, pris pour origine, on note, au cathéto-

mètre ou par la lecture différentielle des deux jauges, la différence de pression $p_1 - p_2$ sous laquelle commence l'écoulement gazeux. On répète la même mesure au bout du temps τ nécessaire pour que la différence de pression soit devenue à peu près la moitié ou le tiers de la première. Ce temps τ est, en gros, d'autant plus grand que la pression moyenne du gaz est plus faible, sans cependant augmenter indéfiniment quand la pression tend vers 0. Il a varié de quelques minutes, pour les plus fortes pressions moyennes (23^{cm} de mercure) à une douzaine d'heures pour les plus faibles. Ce détail est intéressant parce qu'il montre avec quelle lenteur les pressions s'uniformisent dans une canalisation où l'on fait un vide très poussé.

Les données numériques ainsi obtenues sont utilisées de la manière suivante : on calcule la quantité de gaz qui s'écoulerait par seconde sous la pression moyenne p par l'effet d'une différence de pression de 1 dyne par centimètre carré. En fait au lieu de calculer directement cette masse, on calcule le produit de la pression p par le volume gazeux v écoulé en une seconde et mesuré sous cette pression. Pour avoir la masse de gaz écoulée, il suffirait de multiplier ce produit T par la masse spécifique du gaz, pris à la même température sous la pression unitaire (1 dyne par centimètre carré). Soient alors V_1 et V_2 les volumes des deux réservoirs, p_1 et p_2 les pressions qui y règnent, $p_1 - p_2$ la différence de pression motrice. On a, pendant l'intervalle $d\tau$,

$$T(p_1 - p_2)\,d\tau = -d(p_1 V_1) = +d(p_2 V_2).$$

On suppose naturellement que les volumes V_1 et V_2 restent constants, que T est également constant comme ne dépendant que de la pression moyenne $\frac{p_1 + p_2}{2}$ qui est constante, et l'on tire alors des deux équations précédentes

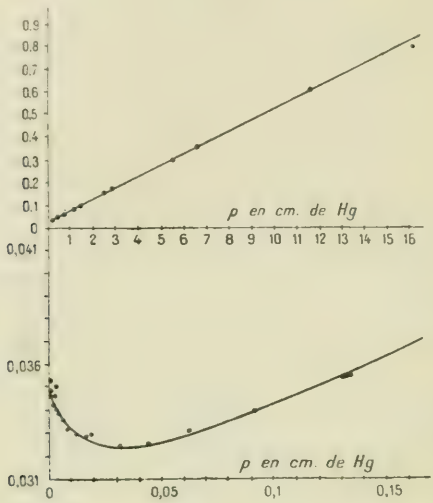
$$T = \frac{V_1 V_2}{V_1 + V_2}\,\frac{\mathrm{Log}(p'_1 - p'_2) - \mathrm{Log}(p_1 - p_2)}{\tau},$$

p'_1 et p'_2 étant les pressions mesurées au bout du temps τ.

11. Résultats. — Les expériences ont porté sur l'hydrogène, l'oxygène et l'acide carbonique. Les courbes de la figure (5) sont relatives à l'acide carbonique; les pressions moyennes sont en abscisses et les débits unitaires T en ordonnées. L'hydrogène et l'oxygène donnent des résultats analogues. La courbe inférieure est construite à une échelle 100 fois plus grande que la courbe supérieure.

Cette dernière est une ligne droite. C'est-à-dire que, pour les pressions supérieures à 1^{mm} ou 2^{mm} de mercure, *le débit* T *est rigoureusement proportionnel à la pression moyenne.*

Fig. 5.



Il n'en est plus ainsi quand la pression moyenne diminue suffisamment; et c'est ce que montre avec netteté la courbe inférieure. Le débit T diminue d'abord moins vite que ne le voudrait la loi de proportionnalité à la pression moyenne, puis *il passe par un minimum et augmente ensuite.* La manière dont les points expérimentaux se placent autour de la courbe montre que les mesures étaient bien régulières et qu'il ne peut y avoir aucun doute sur l'existence du phénomène.

Quand la pression diminue de plus en plus, au-dessous de quelques centièmes de millimètre de mercure, *le débit* T *ne varie plus;* si la courbe était tracée à une échelle encore plus grande, elle présenterait un palier horizontal allant jusqu'au voisinage de l'axe des débits. En effet, voici quelques nombres extraits du travail de M. Knudsen; les pressions sont évaluées en millimètres de mercure :

Hydrogène tube 2.

p	0,07432	0,03534	0,01758	0,00820	0,00475
T.....	0,0364	0,0371	0,0367	0,0364	0,0371

Oxygène tube 4.

p	0,03375	0,02185	0,01423	0,00939	0,00593	0,00397	0,00263	0,00168
T.....	0,04071	0,0407	0,0414	0,0414	0,0403	0,0412	0,0410	0,0371

Dans les deux cas, on ne voit apparaître aucune variation systématique de T quand la pression varie dans la proportion de 1 à 20 (oxygène) et de 1 à 16 (hydrogène).

12. Une même formule permet de représenter convenablement les résultats précédents. On peut écrire

$$T = ap + b\frac{1 + c_1 p}{1 + c_2 p}, \tag{2}$$

en désignant par a, b, c_1 et c_2 des constantes, pour le moment, empiriques.

En effet, quand la pression p est suffisamment grande, le premier terme ap est seul important, le second terme devenant sensiblement égal à $b\frac{c_1}{c_2}$. Or la valeur numérique de cette quantité est de l'ordre de 0,03, et ne représente qu'une petite fraction de T dès qu'on atteint des pressions de l'ordre de quelques centimètres de mercure.

Au contraire, quand la pression diminue de plus en plus, la formule précédente donne des valeurs numériques qui s'approchent de plus en plus de

$$T = b.$$

Enfin il est facile de reconnaître, en prenant la dérivée de l'expression (2), que le débit T, doit passer par un minimum pour une certaine pression p_m

$$p_m = \frac{1}{c_2}\sqrt{\frac{b(c_2 - c_1)}{a}} - \frac{1}{c_2},$$

à la condition que c_1 soit plus petit que c_2.

En réalité les courbes de la figure 5 ont été tracées d'après la formule (2), elles représentent les résultats expérimentaux à 1 pour 100 près.

13. Interprétation des constantes. — 1° *Pressions relativement fortes.* — Pour ces pressions, on peut écrire

$$T = ap.$$

Ceci exprime l'une des lois de Poiseuille, d'après laquelle le coefficient a doit avoir pour expression

$$a = \frac{\pi}{8\eta}\frac{R^4}{L}, \tag{3}$$

si R est le rayon du tube, L sa longueur et η le coefficient de viscosité du gaz. Les valeurs obtenues pour a, d'après la courbe, coïncident à 5 pour 100 près environ, et souvent mieux, avec celles que donne cette formule. C'est un contrôle des mesures, qui d'ailleurs n'étaient pas disposées de manière à étudier avec précision l'écoulement sous les pressions de plusieurs centimètres de mercure, l'écoulement étant alors trop rapide.

2° *Pressions très basses. Gaz ultra-raréfié.* — L'écoulement est alors, comme nous l'avons vu aux paragraphes 11 et 12, indépendant de la pression moyenne du gaz. On a

$$T = b.$$

M. Knudsen a donné de la constante b une expression que nous allons maintenant établir, en supposant que le nombre et l'importance des chocs mutuels des molécules est négligeable en comparaison du nombre des chocs des molécules sur la paroi.

Une remarque s'impose, tout d'abord, sur la manière dont se fait l'échange de quantité de mouvement entre les molécules du gaz et les parois du tube. Si l'on considère un élément de surface pris sur ces parois, il faut évidemment que le nombre de molécules qui en part, en une seconde, soit égal au nombre de molécules qui y arrivent dans le même temps. Ce dernier a été calculé au paragraphe 9 et l'expression obtenue montre que l'élément de paroi doit renvoyer les molécules dans toutes les directions suivant la loi du cosinus.

Cette condition peut être remplie de diverses façons, soit par la réflexion optique des molécules (égalité des angles d'incidence et de réflexion), soit par le retour direct des molécules, soit par l'indépendance absolue des angles d'incidence et de réflexion. Mais dans le premier cas, il n'y aurait aucun échange de quantité de mouvement, parallèle à la paroi, entre elle et les molécules : il n'y aurait donc pas de retard au mouvement d'ensemble du gaz, ce qui est inadmissible. La deuxième hypothèse se présente comme bien singulière. Au contraire la troisième paraît très naturelle, si l'on considère les molécules de la paroi comme autant de rugosités pour les molécules du gaz. On serait même tenté de croire à ce point de vue que, pour les molécules d'un gaz, toute paroi est infiniment rugueuse, mais c'est là un point que certaines expériences sur la conductibilité thermique rendent encore discutable et sur lequel MM. Smoluchwski et Knudsen ne paraissent pas d'accord.

Quoi qu'il en soit, nous admettrons ici que la probabilité pour qu'une molécule du gaz reparte de la paroi, après le choc, dans une direction donnée, est indépendante à la fois de cette direction et de la direction incidente.

Cela nous permet de considérer, en quelque sorte, la paroi comme absorbant toutes les molécules qu'elle reçoit en même temps qu'elle en émet uniformément dans toutes les directions un nombre égal.

Alors si une molécule possède, au moment du choc, une composante de vitesse parallèle à la paroi, égale à u, la quantité de mouvement qu'elle communiquera à la paroi, parallèlement à son plan, sera $m\,u$.

Considérons toutes les molécules de l'unité de volume prise au contact de l'élément unitaire de paroi dont les vitesses sont, en valeur absolue, comprises entre c et $c + dc$; soit dN leur nombre. Le nombre des chocs de ces molécules sur l'élément unitaire de paroi sera $\frac{1}{4}\,c\,dN$ (d'après le paragraphe 9); la quantité de mouvement qu'elles communiquent à la paroi sera donc

$$dM = \frac{1}{4}\,c\,dN\,m\,\Sigma\,u.$$

D'ailleurs, chacune des composantes de vitesse parallèles à la paroi est proportionnelle à c, $u = kc$; on peut donc écrire

$$dM = \frac{1}{4}\,c^2\,dN\,m\,\Sigma\,k.$$

Quant au nombre dN nous admettrons que, même dans l'élément unitaire de volume contigu à la paroi, il est donné par la formule de Maxwell

$$dN = \frac{4\,N}{\sqrt{\pi}}\,\frac{c^2}{\varepsilon^3}\,e^{-\frac{c^2}{\varepsilon^2}}\,dc,$$

la quantité ε (vitesse la plus fréquente) étant liée à la vitesse quadratique moyenne G et à la vitesse moyenne Ω, par les formules connues

$$G = \varepsilon\sqrt{\frac{3}{2}} = \Omega\sqrt{\frac{3\,\pi}{8}}.$$

En remplaçant dN par son expression dans la valeur de dM, on trouve que la quantité totale de mouvement communiquée à la paroi par seconde et par unité de surface est

$$M = \frac{N\,m\,(\Sigma\,k)}{4}\,\frac{3}{2}\,\varepsilon^2 = N\,m\,(\Sigma\,k)\,\frac{3\,\pi}{32}\,\Omega^2.$$

Mais la quantité $\Omega\,\Sigma k'$ ou $\Sigma k\Omega$ est égale à la vitesse d'ensemble du gaz parallèlement à la paroi, si cette vitesse est uniforme quelle que soit la distance à la paroi (ce qui n'a pas lieu dans le régime de Poiseuille ou visqueux). Si l'on désigne par v cette vitesse d'ensemble on aura

$$M = \frac{3\pi}{32} N m \Omega v.$$

Tout ceci s'applique à l'unité de surface de la paroi supposée appartenir à une surface quelconque. Particularisons maintenant cette surface, qui sera un élément de tube de longueur dl et de périmètre P.

La quantité de mouvement communiquée par le gaz à la surface de cet élément sera, pendant l'instant dt,

$$\frac{3\pi}{32} N m \Omega v \, P \, dl \, dt.$$

Nous supposons que la paroi absorbe entièrement cette quantité de mouvement, parallèle à l'axe du tube. Cela correspond à une chute de pression dp d'une extrémité à l'autre de l'élément. Si S est sa section droite, on doit donc avoir

$$\frac{3\pi}{32} N m \Omega v \, P \, dl \, dt = - S \frac{dp}{dl} dl \, dt.$$

Il n'y a plus qu'à tenir compte de ce que la densité du gaz ρ est égale à $N m$, de ce qu'on a $\frac{1}{3} N m G^2 = p$, et enfin de ce que la masse de gaz écoulée en une seconde est $Q = S \rho v$ pour trouver

$$Q = -\frac{8}{3}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\sqrt{\frac{\rho}{p}}\frac{S^2}{P}\frac{dp}{dl} = -\frac{8}{3}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\sqrt{\rho_1}\frac{S^2}{P}\frac{dp}{dl},$$

d'où l'on tire

$$Q\int_0^L \frac{P}{S^2} dl = -\frac{8}{3}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\sqrt{\rho_1}(p_2 - p_1),$$

et enfin, pour le débit unitaire $T = \dfrac{Q}{\rho_1(p_1 - p_2)}$,

$$(4) \qquad T = \frac{1}{\int_0^L \frac{P}{S^2} dl} \frac{8}{3}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{1}{\sqrt{\rho_1}}.$$

Nous obtenons donc une valeur du débit indépendante de la pression moyenne sous laquelle se fait l'écoulement. La constante qui figure au second membre de l'équation (4) est la quantité b.

Dans le cas d'un tube cylindrique circulaire de rayon R et de longueur L, l'intégrale qui figure au dénominateur de b se calcule facilement, et l'on trouve

$$b = \frac{4}{3}\sqrt{2\pi}\,\frac{1}{\sqrt{\rho_1}}\,\frac{R^3}{L}. \tag{5}$$

On voit que tout distingue ce cas du régime visqueux ou de Poiseuille, à cela près que le débit est toujours inversement proportionnel à la longueur du tube. Tandis que la constante a qui figure dans la loi de Poiseuille est indépendante du poids moléculaire du gaz dont les propriétés n'interviennent que par son coefficient de viscosité, le débit limite du gaz ultra-raréfié est indépendant de la viscosité du gaz, et en raison inverse de la racine carrée de son poids moléculaire. C'est ce que vérifient bien les nombres obtenus par M. Knudsen; on a :

	T.	$\sqrt{\rho_1}$.	$T\sqrt{\rho_1}$.
Hydrogène.....	0,168	1	0,168
Acide carbonique.....	0,0348	4,69	0,163
Oxygène.....	0,0409	4	0,164

La proportionnalité à R^3 et à $\frac{1}{L}$ a été également vérifiée à 5 pour 100 près; on a de même contrôlé avec succès la valeur du coefficient numérique $\frac{4}{3}\sqrt{2\pi}$.

Il résulte de ceci qu'il paraît légitime d'admettre les hypothèses sur lesquelles le calcul a été basé, en ce qui concerne la loi de rebondissement sur les parois et la formule de Maxwell.

3° *Régime intermédiaire. Glissement à la paroi.* — Entre les deux cas que nous venons d'examiner se place un cas intermédiaire, pour lequel le débit n'est pas constant, mais croissant avec la pression moyenne, sans que le terme ap de la formule (2) soit cependant prédominant. On peut alors écrire, pour la portion à peu près rectiligne de la courbe inférieure de la figure (5),

$$T = ap + b\frac{c_1}{c_2}$$

ou

$$T = ap\left(1 + \frac{b}{a}\,\frac{c_1}{c_2}\,\frac{1}{p}\right). \tag{6}$$

Si l'on compare cette formule à la formule simple de Poiseuille, on voit que l'écoulement se fait comme si la pression moyenne était

plus forte qu'elle ne l'est en réalité, ou bien encore comme si, la pression moyenne restant la même, le coefficient a augmentait. Warburg [1], le premier, avait reconnu nettement cette augmentation apparente du coefficient a et l'avait interprétée par *un glissement à la paroi.*

Ce terme de glissement ne paraît pas très bien choisi; on peut se rendre compte qualitativement du phénomène en remarquant que, dans le régime visqueux, l'échange de quantité de mouvement entre le gaz et la paroi se fait par l'intermédiaire d'une couche de gaz dont l'épaisseur doit être du même ordre de grandeur que le chemin moyen. Tant que cette couche est très mince par rapport au rayon du tube, une diminution de la pression moyenne ne change pas les conditions de l'échange puisque le nombre des molécules et la distance qu'elles parcourent en ligne droite varient en raisons inverses. Mais quand le chemin moyen devient assez grand, une diminution de pression réduit le nombre des molécules sans augmenter dans le même rapport la distance à laquelle elles peuvent échanger leurs vitesses avec d'autres molécules. On comprend donc que la diminution du débit devienne moins rapide que la décroissance de la pression. En fait, Warburg représentait le glissement par une longueur ζ, dite *épaisseur de glissement*, et égale à l'augmentation apparente du rayon. En d'autres termes, pour représenter le débit T, il faut écrire

$$(7) \qquad T = ap\frac{(R-\zeta)^4}{R^4} \qquad \text{ou} \qquad T = ap\left(1-\frac{4\zeta}{R}\right).$$

Il est d'un intérêt évident de comparer cette épaisseur de glissement au chemin moyen. La formule (6) permet de le faire; en la comparant à l'équation (7), on obtient en effet

$$\frac{4\zeta}{R} = \frac{b}{a}\frac{c_1}{c_2}\frac{1}{p}.$$

Si dans cette formule on remplace a et b par leurs expressions (3) et (5) on obtient

$$\zeta = \frac{8\sqrt{2}}{3\sqrt{\pi}}\frac{\eta_1}{\sqrt{\rho_1}}\frac{c_1}{c_2}\frac{1}{p}.$$

D'ailleurs on sait que le coefficient de viscosité η_1 est lié au chemin moyen λ par la formule

$$\lambda = 3\sqrt{\frac{\pi}{8}}\frac{\eta_1}{\sqrt{\rho_1}}\frac{1}{p},$$

---

(1) WARBURG, *Pogg. Ann.*, t. CLIX, 1876, p. 399.

ce qui permet d'écrire

$$\zeta = \frac{8^{\frac{3}{2}}\sqrt{2}}{9\pi}\frac{c_1}{c_2}\lambda = k\lambda. \tag{8}$$

La détermination empirique, d'après les courbes, du rapport $\frac{c_1}{c_2}$ montre que ce rapport varie peu d'un gaz à l'autre; les différents tubes ont conduit aux valeurs suivantes :

Hydrogène	$\frac{c_1}{c_2} = 0,865$	0,795	0,850
Oxygène	$\frac{c_1}{c_2} = 0,81$	0,83	
Acide carbonique	$\frac{c_1}{c_2} = 0,785$	0,785	0,812

Cela prouve que le rapport de l'épaisseur de glissement au chemin moyen de libre parcours est à peu près indépendant du gaz. Si l'on adopte la valeur 0,81, on trouve d'après la formule (8)

$$\zeta = 0,855\lambda.$$

L'épaisseur de glissement est donc un peu inférieure au chemin moyen.

4° *Région du minimum.*— Il reste encore sur les courbes de la figure (5) une quatrième région à interpréter, celle du minimum et de la variation du débit en sens inverse de la pression moyenne. Le régime de Poiseuille avec glissement et l'écoulement moléculaire pur se superposent en partie l'un à l'autre pour donner une loi d'écoulement très complexe. M. Knudsen a essayé d'en donner une interprétation, qui se ramène principalement au calcul des coefficients c_1 et c_2. On connaît déjà le sens que possède le rapport $\frac{c_1}{c_2}$; on peut trouver aussi la signification de la différence $c_1 - c_2$. Mais nous ne suivrons pas M. Knudsen dans ces calculs dont les bases paraissent assez fragiles. J'indiquerai seulement le résultat : on trouve

$$c_1 = 2,00\frac{\sqrt{\rho_1}}{\eta}\mathrm{R} \qquad \text{et} \qquad c_2 = 2,47\frac{\sqrt{\rho_1}}{\eta}\mathrm{R}.$$

J'ajouterai à cela certaines propriétés remarquables du minimum de débit. On peut aisément calculer d'après la formule (2) ce débit minimum T_m et la pression p_m qui lui correspond. En remplaçant dans les formules les constantes a, b, c_1 et c_2 par leurs expressions, on

trouve que le rapport $\frac{T_m}{T_0}$ du débit minimum au débit limite T_0 correspondant aux plus basses pressions doit être indépendant à la fois du tube et de la nature du gaz: ce rapport ne doit dépendre que de la nature cinématique des chocs. En fait l'expérience donne les résultats suivants :

	Tubes.	$\frac{T_m}{T_0}$.	$\frac{R}{\lambda_m}$.
Hydrogène	1.....	0,95	0,15
	2.....	0,93	0,19
	4.....	0,92	0,13
Oxygène	1.....	0,96	0,18
	4.....	0,95	0,19
Acide carbonique..	1.....	0,97	0,18
	3.....	0,96	0,21
	4.....	0,93	0,19

Le rapport $\frac{T_m}{T_0}$ semble bien constant. On voit de plus que le débit minimum est de 5 pour 100 environ inférieur au débit limite.

Enfin si l'on calcule le chemin moyen λ_m qui correspond au débit minimum, on trouve de même que le rapport du rayon du tube à ce chemin moyen doit être indépendant de la nature du gaz. Les nombres de la troisième colonne vérifient assez bien cette déduction théorique. On peut la formuler en disant que le débit minimum est atteint quand le chemin moyen est égal à 5 fois environ le rayon du tube.

14. Conclusion. — De ce bel ensemble de recherches, dans lesquelles le chemin moyen de libre parcours a varié de la 225e partie du rayon du tube à 6000 fois ce rayon, et s'étendant à des pressions assez basses pour que le débit fût 50 000 fois plus grand que la loi de Poiseuille ne l'indiquerait, sans correction de glissement, nous retiendrons les conclusions suivantes :

1° Les mouvements d'ensemble des gaz ultra-raréfiés sont bien régis par les chocs de leurs molécules sur les parois, les chocs mutuels ne jouant plus aucun rôle : il n'y a plus de viscosité proprement dite.

2° Le rebondissement des molécules sur les parois semble bien se faire de telle sorte qu'il n'y ait aucune relation entre la direction de la vitesse après et avant le choc.

Toutefois cette conclusion peut ne pas avoir une absolue généralité. Quand un flux de chaleur traverse la paroi, le choc modifie évidem-

ment la grandeur moyenne de la vitesse. Pour M. Smoluchowski [1], les choses se passeraient comme si une partie égale à f de l'unité de surface de la paroi renvoyait les molécules avec une vitesse moyenne correspondant à la température de la paroi, et le reste, de surface $1 - f$, *réfléchissait* les molécules avec les vitesses incidentes.

De nouvelles expériences de M. Knudsen [2], sur l'écoulement dans les tubes, rendues plus précises encore que les premières par l'élimination des jauges de Mc Leod, remplacées par un dispositif manométrique fondé sur la conductibilité thermique des gaz ultra-raréfiés, confirment que, au moins quand le gaz est à la même température que la paroi, on a $f = 1$.

C'est ce cas, plus complexe, où l'égalité de température n'est pas réalisée que nous allons maintenant examiner.

IV. — LES FORCES RADIOMÉTRIQUES. MESURE ABSOLUE DES PRESSIONS.

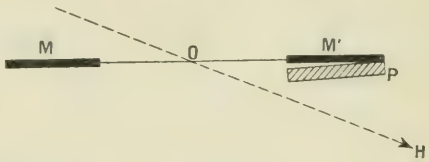
15. Le cas où les différentes parois entre lesquelles se trouve contenu un gaz ultra-raréfié ne sont pas toutes à la même température, et où par conséquent un flux de chaleur s'écoule, par l'intermédiaire du gaz, des parois chaudes aux parois froides, se distingue d'une manière très marquée, au point de vue purement expérimental, du cas où la température est uniforme, par l'apparition de forces qui s'exercent entre les parois inégalement chaudes. Ces forces sont dites *radiométriques*, et l'on peut en constater l'existence bien facilement en s'arrêtant à la devanture d'un opticien : il est rare qu'on n'y voie pas un de ces petits ballons à l'intérieur desquels des palettes, noires d'un côté, brillantes de l'autre, tournent sans cause apparente. Vous reconnaissez le *radiomètre* que Sir William Crookes a imaginé en 1873; si je le place dans le faisceau de lumière qui sort de la lanterne de projection, ses palettes se mettent à tourner avec frénésie; ce sont les forces radiométriques qui les animent. Mais, à vrai dire, l'existence de ces forces a été reconnue bien avant l'invention du radiomètre, car, sans vouloir diminuer en rien le mérite de Sir William Crookes, il est permis de dire que son expérience avait été faite une cinquantaine d'années auparavant par notre grand Fresnel.

---

(1) Smoluchowski, *Ann. d. Phys.*, t. XXXV, 1911, p. 983-1004.
(2) M. Knudsen, *Ann. d. Phys.*, t. XXXV, 1911, p. 389-396.

16. Expérience de Fresnel. — Fresnel faisait l'expérience suivante, qu'il a variée de beaucoup de manières [1]. A l'une des extrémités d'une petite aiguille aimantée, suspendue par un fil de cocon, il fixait une petite plaque de mica, et à l'autre une petite rondelle de clinquant ou tout simplement une pièce de un centime; ou bien encore il suspendait des plaques semblables aux deux extrémités. Près de l'une des palettes il plaçait un disque analogue, mais fixe, représenté en P sur la figure 6; par une très légère pression, ce disque

Fig. 6.



fixe obligeait le système suspendu à s'écarter très faiblement de la direction du champ magnétique terrestre. Par-dessus le tout, il mettait une cloche de verre et faisait le vide, avec une machine pneumatique à piston, jusqu'à 1^{mm} ou 2^{mm} de mercure. Avec une lentille il concentrait les rayons du soleil sur l'une des palettes. Quand c'était la palette M qui recevait le faisceau lumineux, il ne se produisait aucune déviation; mais quand c'était la palette M', contiguë au disque P, ce disque semblait la repousser énergiquement.

Quand la palette M' était transparente, en mica, elle était un peu moins repoussée que lorsqu'elle était opaque, en clinquant par exemple. L'interposition, entre les faces en regard, d'un écran opaque composé de deux feuilles de clinquant séparées par un mince intervalle supprimait la répulsion.

Fresnel fit cette expérience à la suite de longs et infructueux essais « pour déplacer dans le vide, par l'action des rayons solaires réunis au foyer d'une loupe, un petit disque de clinquant attaché à l'extrémité d'une tige horizontale très légère suspendue à un fil de soie, *afin de vérifier*, nous dit-il, *certaines hypothèses* ». On peut penser qu'il s'agissait de quelque chose comme la pression de la lumière prévue plus tard par Maxwell. Mais en fait c'étaient des forces d'une tout autre nature que Fresnel avait découvertes puisque, dans l'expé-

---

[1] A. Fresnel, *Œuvres*, t. II, p. 667-671. Je dois tous mes remerciments à M. Sagnac qui a bien voulu me signaler l'expérience de Fresnel.

rience qu'on vient de décrire, la palette éclairée va au devant de la lumière.

Ce résultat paradoxal semble être resté pour Fresnel, inexpliqué, malgré une remarque bien ingénieuse : il réussit à constater que la répulsion de la palette transparente contiguë au disque fixe était la plus forte quand on formait le foyer de la lentille sur l'une des faces *en regard*, et il en conclut que le meilleur moyen de produire la répulsion était d'échauffer l'une de ces surfaces. Nous en concluerons facilement aujourd'hui que la répulsion provient de ce que les surfaces inégalement chaudes font rebondir les molécules du gaz résiduel avec des vitesses différentes sur les deux surfaces; mais on peut dire, en quelque sorte, que Fresnel fit son expérience trop tôt : la théorie cinétique des gaz ne faisait guère l'objet, depuis Bernoulli, des préoccupations du monde savant. Elle devait ressusciter, quelques années après la mort de Fresnel, avec Meyer puis Maxwell et Clausius. Fresnel dit que la cause du phénomène ne peut être l'air résiduel : sans doute cette affirmation est fausse, mais on voit bien, par le reste de sa phrase, qu'il ne pense qu'aux mouvements de convection, aux mouvements d'ensemble de la masse gazeuse; il ne pense pas aux mouvements moléculaires.

17. Radiomètre de Crookes. — Au point de vue de la bonne définition des causes agissantes, le radiomètre de Sir William Crookes [1] n'est pas un perfectionnement de l'expérience de Fresnel. C'est même probablement pour cela que le radiomètre a provoqué tant de discussions. Les surfaces inégalement chauffées sont ici la paroi de l'ampoule d'une part, et d'autre part les deux surfaces des palettes de mica, dont l'une est brillante et l'autre noircie, plus absorbante et par conséquent plus chaude. Les molécules du gaz résiduel sont renvoyés par la face noire avec une vitesse plus grande que par la face brillante; les unes et les autres vont ensuite rebondir sur la paroi; et, comme leurs vitesses sont différentes, on conçoit l'existence d'une action différentielle entre les palettes et la paroi, ayant pour résultat une rotation des palettes, *la face brillante en avant.* Quant à la réaction sur la paroi même de l'ampoule, elle est rendue manifeste par l'expérience qui consiste à installer le radiomètre sur un flotteur : ce flotteur se met à tourner en sens inverse des palettes.

On sait que le radiomètre a été perfectionné par divers physiciens,

---

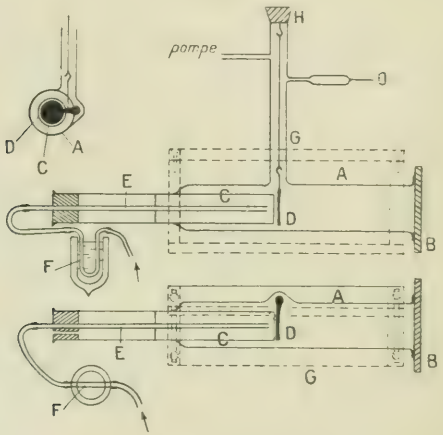
(1) W. Crookes, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXII, 1874, p. 37.

MM. Nichols et Hull en particulier, et qu'il est devenu un instrument précieux pour l'étude du spectre infra-rouge. Nous n'insisterons pas ici sur ce point.

18. Expérience de cours. — Je vais répéter devant vous l'expérience de Fresnel, mais d'une manière plus démonstrative parce qu'une différence de température sera bien évidemment la seule cause agissante, avec le mouvement moléculaire.

L'appareil dont je me servirai est représenté sur la figure 7, en pro-

Fig. 7.



jection verticale et horizontale. Il se compose d'un tube de verre A ayant 4^{cm} à 5^{cm} de diamètre et une vingtaine de centimètres de longueur. Dans ce tube pénètre un autre tube de verre C, soudé sur lui, de diamètre un peu moindre. L'extrémité de C intérieure à A est fermée; elle est plane et polie extérieurement, c'est-à-dire du côté intérieur à A. En face de cette surface plane est suspendue une palette D formée d'une lentille plan concave argentée du côté concave; elle est équilibrée par un petit contrepoids en verre et suspendue par un crochet de verre à un fil de platine fin ($\frac{1}{20}$ de millimètre) [1]. Ce fil de platine passe dans un tube de verre soudé obliquement sur le gros tube A, de manière que la palette soit centrée. Le fil est passé par une

[1] Je décris l'appareil tel que je l'avais construit. Mais on pourrait simplifier beaucoup pour une simple expérience de cours; l'emploi exclusif du verre, par exemple, excellent pour des recherches, ne serait pas indispensable. Il y aurait avantage, pour une expérience de cours, à donner moins de sensibilité à l'appareil.

boucle dans un petit crochet de platine soudé sous le bouchon rodé H. Ce bouchon permet d'orienter convenablement la palette. Un petit morceau d'aiguille à coudre aimantée, fixé sous le miroir et dans son plan, permet aussi de réduire la sensibilité en augmentant le champ magnétique au moyen d'un aimant convenablement placé.

L'extrémité du gros tube est évasée et rodée; elle est fermée par une plaque de verre B, rodée annulairement sur A et soigneusement graissée avec une trace de graisse. La lumière provenant d'un filament Nernst traverse cette glace, tombe sur la face concave et argentée de la palette et va former l'image du filament sur une échelle divisée.

L'appareil est relié à une pompe Gaëde, comme la figure l'indique; il est en outre muni d'un osmo-régulateur Villard, O, permettant de faire rentrer lentement de l'hydrogène.

Il est fixé dans un petit bâti en bois monté sur trois vis calantes nécessaires pour centrer la palette et régler sa distance à la face polie du tube C.

L'expérience consistera à observer les déviations de la palette quand on produit une différence de température entre elle et la face plane de ce tube.

A cet effet on insuffle de l'air, par le tube E, de petit diamètre, contre la face, intérieure à C, du fond de ce tube; il suffit d'employer une poire en caoutchouc et de faire passer l'air dans un petit tube de cuivre F en forme d'U, qu'on chauffe ou qu'on refroidit légèrement en le plongeant dans de l'eau chaude ou dans de la glace pilée.

L'appareil étant décrit, je fais maintenant l'expérience. La jauge de Mc Leod indique une pression de $0^{mm},00015$ de mercure, à laquelle il faut ajouter d'ailleurs la tension de vapeur du mercure à la température de la salle. J'envoie un courant d'air qui traverse, dans le tube en U, un bain d'eau tiède (36° environ). Voici le spot qui s'éloigne dans le sens correspondant à une répulsion de la palette; il prend une position stationnaire indiquant qu'un gradient fixe de température s'est établi entre la paroi fixe et la palette; la différence de température entre elle est cependant bien faible, dépassant à peine 1°, ce qui montre combien l'appareil est sensible.

Puisque le fond du tube repousse la palette moins chaude que lui, celle-ci doit également, en vertu du principe de l'action et de la réaction, repousser le fond du tube. Il ne serait pas exact d'en conclure que, si l'on refroidit le fond du tube de sorte que la palette soit plus chaude que lui, il y aura encore répulsion. Car c'est non seulement à la tem-

pérature de la palette, mais à celle du gaz et de l'ensemble des parois qu'il faut comparer celle du fond du tube. En effet si nous remplaçons l'eau tiède par de la glace, le spot revient rapidement, dépasse son zéro qui correspondait au parallélisme approché des deux surfaces et vient s'arrêter brusquement sur une division fixe au moment où la palette bute sur le fond du tube; ou plutôt c'est après avoir buté plusieurs fois que la palette vient s'appuyer définitivement sur le fond du tube, si je continue d'envoyer le courant d'air froid.

Grâce à l'osmo-régulateur, il nous est facile de voir quel effet produira une augmentation de pression. Je renvoie pour cela de l'air chaud, puisque les mouvements de la palette sont paralysés quand le fond du tube est plus froid. Le spot dévie et, quand il a pris une position fixe, je chauffe l'osmo-régulateur avec un bec Bunsen. La déviation ne tarde pas à augmenter; le spot même à filer hors de l'échelle. Je continue à faire entrer de l'hydrogène ou, pour aller plus vite, je fais rentrer un peu d'air au moyen d'un petit robinet soudé à l'extrémité d'un tube capillaire assez long et très fin soudé lui-même sur la canalisation. Le spot revient et s'approche de plus en plus du zéro.

Si, même pour les plus faibles pressions, j'avais envoyé de l'air plus chaud en mettant le tube de cuivre en U dans la flamme d'un bec Bunsen, le spot aurait été violemment lancé hors de l'échelle.

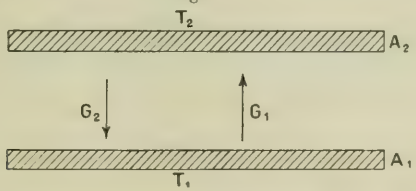
Ainsi donc, quand la paroi fixe est plus chaude que le gaz et les autres parois, il y a répulsion. Elle est d'autant plus forte que la différence de température est plus grande. Quand la pression augmente à partir de valeurs aussi faibles que la tension de la vapeur de mercure à la température ordinaire, la répulsion augmente aussi, puis elle passe par un maximum et diminue jusqu'à zéro; c'est qu'alors le gaz cesse de correspondre à la définition d'ultra-raréfié, et que les molécules ne peuvent plus aller en ligne droite de la palette à la paroi fixe.

19. Manomètre absolu. — *Principe.* — Il est évident qu'un appareil de ce genre doit pouvoir se prêter à des mesures de pression indépendantes de la réalisation d'un vide absolu. On n'y détermine pas une différence de pressions comme on le ferait avec certains manomètres métalliques qu'on peut rendre extrêmement sensibles, constitués, par exemple, par une membrane mince ondulée séparant de l'atmosphère étudiée un espace plus ou moins parfaitement vidé. On n'y détermine pas non plus une pression partielle, comme on le fait avec la jauge de Mc Leod, qui ne mesure pas la tension de la vapeur de mercure. On y mesure la pression, somme toute, par l'action

directe du choc des molécules sur une paroi. C'est pourquoi M. Knudsen a donné le nom de *manomètre absolu* [1], à un appareil spécialement disposé en vue de *la mesure des pressions par celle des forces de répulsion s'exerçant entre des surfaces géométriquement définies portées à des températures connues différentes l'une de l'autre.* M. Knudsen a donné également une théorie du phénomène, qui fournit une relation simple entre ces différentes grandeurs. C'est cette théorie que nous allons d'abord résumer.

20. *Théorie.* — Soient A_1 et A_2 les deux surfaces planes et parallèles, de températures T_1 et T_2 (*fig.* 8). Nous supposons que la distance de ces surfaces est infiniment petite par rapport au libre parcours moyen des molécules du gaz; ces molécules vont donc, sans

Fig. 8.



se rencontrer, d'une surface à l'autre. Les deux plaques, de même dimension, sont d'ailleurs immergées dans le gaz ultra-raréfié de sorte que les molécules de ce gaz, après avoir rebondi un certain nombre de fois entre les plaques peuvent sortir de cet intervalle. Nous allons calculer la différence des pressions qui existent, au sein du gaz : 1° hors de l'intervalle compris entre les plaques; 2° dans cet intervalle.

D'une manière générale, on sait que la pression en un point d'une masse gazeuse est égale aux $\frac{2}{3}$ de l'énergie cinétique renfermée dans l'unité de volume, pourvu qu'à chaque instant il y ait un très grand nombre de molécules dans ce volume, ce que n'exclut pas la définition de gaz ultra-raréfié, d'après les remarques que j'ai faites au début. Si, à l'extérieur de l'espace compris entre les plaques la pression est p, le nombre des molécules par unité de volume N, leur masse m et leur vitesse quadratique moyenne G, on a

$$p = \frac{1}{3} N m G^2.$$

Considérons maintenant ce qui se passe entre les plaques. Il y a à chaque instant par unité de volume N_1 molécules qui s'éloignent

[1] M. Knudsen, *Ann. d. Phys.*, t. XXXII, 1909, p. 809-842.

de la plaque chaude A_1, à la température T_1, avec une vitesse quadratique moyenne G_1, et N_2 molécules qui s'éloignent de la plaque froide A_2 supposée à la même température que les autres parois de l'appareil avec la vitesse quadratique moyenne G_2. La pression p' entre les plaques a donc pour valeur

$$p' = \frac{1}{3}(N_1 m G_1^2 + N_2 m G_2^2).$$

Par unité de surface, la force qui éloigne la palette A_2 de la surface A_1 est, par conséquent,

$$F = p' - p = p\left(\frac{p'}{p} - 1\right) = p\left(\frac{N_1 G_1^2 + N_2 G_2^2}{NG^2} - 1\right).$$

Nous allons transformer cette expression. Si l'on considère, dans une surface perpendiculaire aux plaques et passant par leurs bords, l'unité de surface, le nombre des molécules qui, venant de l'extérieur, traversent en 1 seconde cette unité de surface pour passer entre les plaques, est, d'après l'expression (1) (§ 9),

$$\frac{1}{4} N\Omega.$$

Le nombre de molécules qui traversent cette unité de surface en sortant de l'intervalle compris entre les plaques est de même

$$\frac{1}{4}(N_1\Omega_1 + N_2\Omega_2).$$

L'état de régime exige qu'on ait

$$N\Omega = N_1\Omega_1 + N_2\Omega_2;$$

et en même temps, comme il n'y a pas de mouvement de convection, que la somme totale de la quantité de mouvement du gaz compris entre les plaques soit nulle; on doit donc avoir, puisque les molécules d'indice 1 ont une composante de vitesse qui les éloigne de A_1 et les molécules d'indice 2 une composante de vitesse qui les éloigne de A_2,

$$N_1\Omega_1 = N_2\Omega_2,$$

ce qui donne, avec la relation précédente,

$$N_1\Omega_1 = N_2\Omega_2 = \frac{1}{2} N\Omega.$$

ou encore, puisque les vitesses Ω_1, Ω_2, Ω sont proportionnelles aux vitesses G_1, G_2, G,

$$N_1 G_1 = N_2 G_2 = \frac{1}{2} NG.$$

L'expression de la force F peut donc s'écrire

$$F = p\left(\frac{G_1 + G_2}{2G} - 1\right).$$

Ici se place un point délicat de la théorie de M. Knudsen. Jusqu'à présent la seule hypothèse, faite implicitement, était que les molécules rebondissaient complètement au hasard sur les surfaces solides, puisqu'on s'est servi de l'expression (1). D'autre part le calcul serait achevé si l'on pouvait admettre que les vitesses G_1 et G_2 correspondent bien aux températures des plaques; car on les remplacerait, ainsi que G qui serait égal à G_2, par les racines carrées des températures absolues auxquelles ces vitesses sont proportionnelles. Or, comme nous l'avons déjà signalé, rien ne permet de supposer qu'il en soit ainsi. Mais on peut tourner la difficulté : soient G'_1 et G'_2 les vitesses quadratiques moyennes que devraient avoir les molécules pour être en équilibre de température avec les plaques après le choc. On peut écrire, *si les différences de température sont suffisamment faibles,*

$$(9)\qquad \begin{cases} G_1 = G_2 + a(G'_1 - G_2), \\ G_2 = G_1 + a(G'_2 - G_1), \end{cases}$$

d'où

$$(9')\qquad G_1 + G_2 = G'_1 + G'_2.$$

Le calcul s'achève alors immédiatement; on a, puisque $G'_2 = G$,

$$F = p\left(\frac{G'_1 + G'_2}{2G} - 1\right) = \frac{p}{2}\left(\frac{G'_1}{G'_2} - 1\right) = \frac{p}{2}\left(\frac{\sqrt{T_1}}{\sqrt{T_2}} - 1\right).$$

ou encore

$$(10)\qquad p = \frac{2F}{\sqrt{\frac{T_1}{T_2}} - 1}$$

et si les températures T_1 et T_2 sont assez voisines

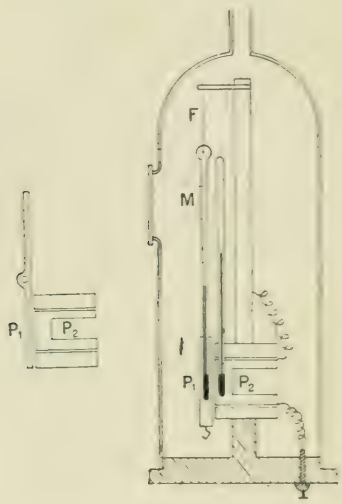
$$(11)\qquad p = \frac{4FT_2}{T_1 - T_2}.$$

Mais l'artifice qui a permis d'écrire l'équation (9') ne me paraît pas lever toute objection fondée sur l'ignorance où nous sommes de la manière dont la paroi chaude modifie la vitesse moyenne des molécules, car il ne me semble pas évident que, même pour de faibles différences de températures, le coefficient a soit nécessairement le même

dans les deux équations (9). Le raisonnement prouve du moins que les formules (10) et (11) sont des approximations premières dont l'expérience, surtout, doit indiquer la portée.

21. *Description de l'appareil.* — L'appareil avec lequel M. Knudsen a vérifié sa théorie et auquel il a donné le nom de « forme rationnelle de manomètre absolu » est représenté schématiquement (*fig.* 9).

Fig. 9.



La palette P_1 est en cuivre poli; elle est munie d'un renflement central, percé d'un trou, dans lequel est enfoncé un thermomètre. Ce thermomètre est suspendu par un fil de torsion de $\frac{1}{10}$ de millimètre de diamètre, en platine; il porte un miroir M pour mesurer les déviations par la méthode de Poggendorf (lunette et échelle).

La surface fixe est constituée par la base plane et polie d'un bloc de cuivre P_2; ce bloc est également percé d'un trou qui permet de recevoir un thermomètre. On peut le chauffer au moyen d'un fil de platine fin qui s'enroule sur l'extérieur du cylindre. Pour que l'action de la surface chaude soit bien nettement définie, le bloc de cuivre est introduit, avec son enroulement de platine, dans un cylindre de cuivre dont il est isolé thermiquement et dont la base est dans le même plan que celle du bloc. L'espace cylindrique annulaire compris entre les deux est large de $0^{cm},0174$. La surface polie du bloc de cuivre est de $2^{cm^2},133$; sa distance à la palette de $0^{cm},012$; on la

mesure au microscope micrométrique en visant le bord de la palette et son image dans la face opposée.

Le bras de levier de la palette est de $1^{cm},233$; son moment d'inertie de 19,05, sa période de $2^{s},46$. Une petite aiguille aimantée accrochée sous la palette permet de la rendre parallèle à la base du bloc de cuivre, et en même temps de faire varier la sensibilité.

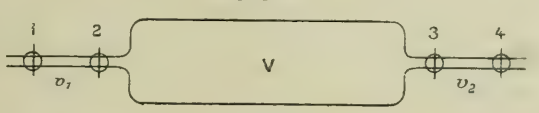
Il était important de ne faire de mesures que sur de très petites déviations pour altérer le moins possible le parallélisme et la distance des plaques. La plus grande déviation n'a pas dépassé 1^{cm} sur l'échelle, ce qui correspondait à un accroissement moyen de la distance de plaques de $0^{cm},005$.

Tout l'ensemble de l'appareil était monté sur une platine sur laquelle était mastiquée une cloche munie d'une glace pour mesurer les déviations. On faisait le vide avec une pompe de Gaëde.

Il faut noter encore que toutes les parties de l'appareil étaient électriquement reliées les unes avec les autres pour éviter toute possibilité d'actions électrostatiques.

22. *Mesures.* — Les premières vérifications de la formule (11) consistent à s'assurer que, si les températures T_1 et T_2 restent constantes, la force de répulsion varie bien proportionnellement à la pression p. Pour connaître cette pression, le mieux est de relier au manomètre absolu une pipette munie de quatre robinets comme l'indique la figure 9 *bis*. Cette pipette est également en communication avec un

Fig. 9 *bis*.



réservoir à gaz où la pression est connue. En ouvrant le robinet 1 on fait passer dans le volume v_1, du gaz sous une pression connue. En fermant 1 et en ouvrant 2, on remplit le volume de la pipette V sous une pression beaucoup plus faible qu'on peut calculer par la loi de Mariotte; puis en ouvrant 3, en le fermant ensuite et en ouvrant 4, on fait varier la pression d'une quantité connue, aussi faible qu'on veut, dans le manomètre absolu. Ces expériences peuvent en même temps servir de contrôle à la loi de Mariotte sous les basses pressions. Voici quelques nombres. La première ligne donne la pression p, en dynes par centimètre carré, mesurée au manomètre absolu et par application de la formule (11); la deuxième les variations Δp

et la troisième les variations $\Delta p'$ déduites du fonctionnement de la pipette :

Hydrogène.

p	2,46	2,96	3,45	3,92	4,39	4,88	5,33	5,81	6,26	[6,24]
Δp		0,50	0,49	0,47	0,47	0,49	0,45	0,48	0,45	
$\Delta p'$		0,48	0,47	0,47	0,47	0,47	0,47	0,47	0,47	

Oxygène.

p	2,45	2,95	3,41	3,86	4,26	4,70	5,12	5,50	5,89	[6,02]
Δp		0,50	0,46	0,45	0,40	0,44	0,42	0,38	0,39	
$\Delta p'$		0,47	0,47	0,47	0,47	0,47	0,47	0,47	0,47	

La proportionnalité de la pression et de la répulsion est donc bien vérifiée pour les très basses pressions, surtout avec l'hydrogène. Mais, pour l'oxygène, à partir de 3 ou 4 dynes par centimètre carré, la répulsion augmente moins vite que la pression. Les nombres marqués entre crochets indiquent les pressions finales mesurées avec la jauge de Mc Leod.

L'emploi de cette jauge permet de faire, plus commodément, des mesures plus étendues; mais il faut alors, aux très basses pressions, tenir compte de la tension de vapeur du mercure. Elle a été déterminée par M. Knudsen avec son manomètre absolu; nous reviendrons tout à l'heure sur ce point. Le Tableau suivant contient les résultats obtenus : p' représente les pressions mesurées à la jauge, en faisant la correction pour la vapeur de mercure. En première ligne sont inscrites les différences de température $T_1 - T_2$; on voit qu'aux très faibles pressions le rapport $\frac{p'}{p}$ est indépendant des petites variations de cette différence.

Hydrogène.

$T_1 - T_2$...	46°,1	46°,4	45°,4	44°,1	42°,8	40°,5	37°,5	40°,7	3°,0	3°,0	3°,0	2°,1	1°,5
p.....	2,57	2,87	3,78	4,57	5,95	7,53	9,80	19,1	88	148	165	155	79
p'.....	2,60	2,89	3,95	4,87	6,51	8,35	11,03	23,1	138	309	381	3353	11706
$\frac{p'}{p}$.....	1,01	1,01	1,05	1,06	1,09	1,11	1,13	1,21	1,57	2,1	2,3	22	148

Oxygène.

$T_1 - T_2$...	44°,9	40°,7	47°	41°,3	40°,1	16°,6	8°	4°,4	4°,8
p.....	2,77	3,35	4,41	5,52	6,43	39,6	69	24	4,3
p'.....	2,77	3,56	4,79	6,47	7,85	84,0	603	2013	4291
$\frac{p'}{p}$.....	1,00	1,06	1,09	1,17	1,22	2,11	8,8	83	993

Cette seconde série d'expériences montre encore que la validité de la formule (11), ou plus exactement de la formule (10) peut être considérée comme établie pour les très basses pressions, c'est-à-dire avec l'hydrogène pour les pressions inférieures à 4 dynes par centimètre carré et avec l'oxygène pour les pressions inférieures à 2 ou 3 dynes, soit environ $\frac{3}{1000}$ de millimètre de mercure.

On voit aussi que p passe par un maximum quand p' croît. C'est ce que l'expérience nous avait montré tout à l'heure. Pour une certaine différence de température constante entre les plaques, M. Knudsen trouve, par exemple, que dans l'hydrogène la valeur maxima de p est égale à 250 dynes par centimètre carré, et que cette valeur est atteinte quand la pression, mesurée à la jauge, est de 2500 dynes. Dans l'oxygène le maximum de p est seulement, pour la même différence de températures, de 70 dynes, et il est atteint pour la pression de 700 dynes. Ceci montre qu'il est préférable de mettre de l'hydrogène dans les radiomètres qui servent à la mesure de l'énergie rayonnante. Pratiquement il faudra d'ailleurs avec chaque appareil régler la pression de manière à avoir le maximum de sensibilité étant donnée la distance des faces antagonistes. L'existence d'une pression optima était connue depuis longtemps.

Quant à la validité des formules (10) et (11) en fonction de T_1 et de T_2 elle a été établie par M. Knudsen avec une autre forme de manomètre qu'il n'est pas utile de décrire en détail. La pression restant constante, voici les résultats obtenus d'après la formule (10) :

Air atmosphérique. Distance des plaques $0^{cm},055$.

$T_1 - 273$.	31°,7	73°,3	118°,9	155°,5	198°,5	233°,0	252°,0	274°,5	376°,2
$T_2 - 273$.	23,4	23,5	23,7	24,1	24,7	25,6	26,7	28	37,2
p.....	2,31	2,39	2,45	2,32	2,27	2,20	2,19	2,21	2,31

Comme je l'ai déjà dit, M. Knudsen s'est servi de sa méthode pour mesurer la tension de vapeur du mercure. Il n'a pu utiliser convenablement pour cet usage la forme dite *rationnelle* de son manomètre absolu, parce que la vapeur de mercure s'était attachée aux surfaces métalliques pendant les premières mesures de vérification et il n'a plus été possible de les en débarrasser complètement. Il a fallu construire un appareil entièrement en verre et en platine où la force exercée sur la palette mobile se déduit de son poids et de l'inclinaison qu'elle prend autour d'un axe horizontal. M. Knudsen a obtenu, avec plusieurs dispositifs légèrement différents, des résultats concordants

que je transcris ci-dessous: les pressions sont évaluées, comme dans tout ce qui précède, en dynes par centimètre carré. La troisième ligne se rapporte à des mesures faites au moyen de l'écoulement moléculaire, mesures sur lesquelles je ne puis insister ici. Les deux méthodes donnent comme on voit des résultats voisins :

Tensions de vapeur de mercure.

t....	-10°	0°	$6^{\circ},9$	$11^{\circ},1$	$15^{\circ},7$	$20^{\circ},6$	$24^{\circ},4$
p....	0,11	0,29	0,55	0,82	1,14	1,67	2,26
p_1...	0,09	0,25	0,48	1,14	1,08	1,67	2,29

23. *Discussion.* — Le manomètre radiométrique paraît donc parfaitement apte à rendre de grands services aux très basses pressions. Malheureusement le domaine des pressions dans lequel ses indications sont susceptibles d'une interprétation rigoureuse, indépendante de la nature du gaz, est reporté bien loin. La seule manière d'agrandir ce domaine de manière à permettre la mesure de pressions plus fortes serait de diminuer la distance des plaques; mais alors de grandes difficultés de construction et de réglage apparaîtraient évidemment si l'on continuait à employer des fils de torsion. On pourrait, à mon sens, les remplacer avantageusement par d'autres dispositifs. On pourrait, par exemple, prendre comme plaque mobile une lame de verre qui serait parallèle à la lame fixe, et l'on formerait des franges d'interférence entre les deux lames. La lame mobile serait montée à l'extrémité du fléau d'une petite balance en tiges de quartz ou même simplement en verre, comme celles dont il a déjà été question (§ 7). Le réglage pourrait encore être délicat, mais cependant beaucoup plus facile, à mon avis, qu'avec un fil de torsion. La mesure des forces se ferait naturellement en ramenant une même frange dans la même position par l'action d'une bobine magnétisante sur un petit aimant solidaire du fléau. L'appareil pourrait être entièrement en verre, ce qui est un avantage important. En supposant la balance sensible à 10^{-6} gramme, il serait possible de mesurer ainsi des pressions de l'ordre de $\frac{1}{100}$ de dyne par centimètre carré. Je pense qu'on pourrait réduire la distance des lames à $\frac{1}{100}$ de millimètre, et par conséquent rendre possible l'emploi de la méthode pour des pressions 10 fois plus fortes puisque sa validité dépend avant tout du rapport entre le chemin de libre parcours et la distance des lames.

Une autre critique, plus grave, qu'on peut faire à l'appareil de M. Knudsen, c'est qu'il se pourrait bien qu'il ne fût pas aussi *absolu*

qu'on serait porté à le croire tout d'abord. Les expériences n'ont pas été suffisamment étendues pour qu'on puisse être assuré que la répulsion des lames est tout à fait indépendante de la nature des surfaces en regard. D'autre part, au point de vue théorique, j'ai fait remarquer que l'obtention de la formule (9') n'était pas à l'abri de toute critique. Tout dépend, en somme, de la manière dont une paroi renvoie les molécules gazeuses quand sa température est supérieure (ou inférieure) à celle qui correspond à la vitesse moyenne de ces molécules avant leur choc. S'il y avait égalisation thermique, c'est-à-pire si les molécules s'éloignaient, quelle que fût leur vitesse moyenne avant le choc, avec la vitesse moyenne qui correspond à la température de la paroi, il n'y aurait pas de difficulté. Mais rien ne prouve qu'il en soit ainsi et les expériences sur la conductibilité thermique dont nous allons maintenant nous occuper semblent même prouver qu'il n'en est pas ainsi. Si du moins les coefficients d'égalisation des deux surfaces étaient les mêmes, comme le fait remarquer M. Smoluchowski [1], ce qui revient à supposer que les coefficients a dans les deux formules (9) seraient égaux, la théorie serait valable, comme nous l'avons vu, à cause de la forme même de l'expression de la force F. Mais c'est là une hypothèse gratuite, qui nous ramène, en tous cas, à considérer les propriétés spécifiques des surfaces antagonistes comme jouant un rôle important dans l'application de la méthode, laquelle perd alors beaucoup de son caractère absolu.

La question revient donc, en dernière analyse, à celle du rebondissement des molécules gazeuses sur une paroi solide dont la température est différente de celle du gaz. Il nous reste, pour éclairer cette question, l'étude de la conductibilité thermique des gaz ultra-raréfiés. Nous allons lui consacrer la fin de cette Conférence.

V. — CONDUCTIBILITÉ THERMIQUE DES GAZ ULTRA-RARÉFIÉS.

24. La conductibilité et la pression. — Un très grand nombre de travaux ont été consacrés à la mesure des coefficients de conductibilité de divers gaz et à l'étude de la manière dont ces coefficients varient avec la pression du gaz et avec sa température.

La question présente, comme celle de la viscosité des gaz, un grand intérêt théorique, et pour des raisons analogues dans une certaine

---

[1] M. V. Smoluchowski, *Ann. d. Phys.*, t. XXXV, 1911, p. 983-1004.

mesure. Une des premières conséquences, pour ainsi dire évidente, de la théorie cinétique a été la prévision de l'indépendance du coefficient de conductibilité, comme du coefficient de viscosité, et de la pression. Le passage de la chaleur d'une couche gazeuse plus chaude vers une couche contiguë plus froide se fait en effet, d'après la théorie cinétique, par le passage des molécules de la première couche, douées d'une énergie cinétique plus grande, dans la seconde couche; le passage inverse ne comble pas la différence de transport de l'énergie cinétique, et par suite un flux de chaleur s'écoule de la couche chaude vers la couche froide. Si la pression devient deux fois plus faible, il y a deux fois moins de molécules pour procéder au transport d'énergie cinétique, mais chacune d'elles va deux fois plus loin. Le transport de chaleur ne doit donc pas être influencé par la pression, et le coefficient de conductibilité non plus.

Les différentes séries d'expériences faites par diverses méthodes rencontrent toutes les mêmes difficultés, consistant à éliminer l'effet de la convection, c'est-à-dire des mouvements d'ensemble du gaz, et l'effet du rayonnement des parois chaudes. On peut dire cependant que les diverses méthodes ont fourni des vérifications suffisantes de l'indépendance entre la conductibilité et la pression.

On n'en pourrait dire autant des essais très nombreux qui ont été tentés pour établir, soit la proportionnalité connue que la théorie cinétique établit entre le coefficient de viscosité et le coefficient de conductibilité, soit la loi de variation du coefficient de conductibilité avec la température du gaz. Dans les deux cas l'expérience ne paraît guère confirmer qu'accidentellement les résultats de la théorie, soit sous la forme que lui a donnée Clausius, soit sous celle de Maxwell. Mais nous n'avons pas à nous occuper ici de ces questions.

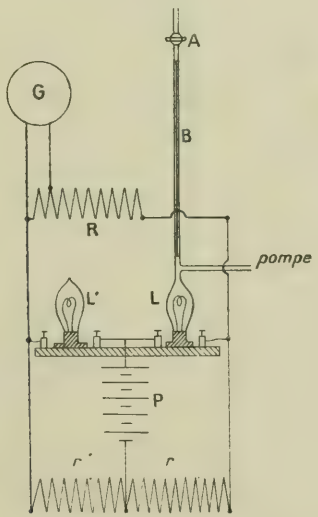
Le raisonnement classique que je reproduisais tout à l'heure fait bien sentir, comme dans le cas de la viscosité, que si le chemin moyen de libre parcours devient suffisamment grand pour que les molécules puissent aller de la surface chaude à la surface froide sans se rencontrer, la conductibilité cessera d'être indépendante de la pression. Pour trouver la loi nouvelle, la difficulté est de même nature que dans le cas de l'écoulement moléculaire des gaz. Mais elle est plus grande parce que, si l'on peut admettre avec M. Knudsen la loi de rebondissement au hasard quand la température est uniforme dans tout l'appareil, il faut bien admettre que le choc des molécules sur une paroi plus chaude que celle qui correspond à leur vitesse moyenne, modifie cette vitesse moyenne en l'augmentant. La question est de

savoir quel est le taux de cette augmentation, et elle se ramène à l'un de ces problèmes si épineux en Physique, celui des propriétés superficielles des corps.

Aussi les discussions restent-elles ouvertes. Si l'on peut considérer les résultats de M. Knudsen relativement à l'écoulement moléculaire comme définitivement acquis, il semble, d'après M. Smoluchowski, que ses recherches théoriques sur la conductibilité aux basses pressions soient critiquables sur plusieurs points. Ces discussions n'ont pas encore abouti à des conclusions assez nettes pour que nous puissions ici nous y engager. Je me bornerai à résumer les résultats expérimentaux qui paraissent certains. Mais auparavant je voudrais vous montrer, par une expérience simple, les phases par lesquelles passe la conductibilité quand la pression diminue.

25. Expérience. — Je me servirai d'une simple lampe à incandescence L (*fig.* 10) sur laquelle j'ai soudé un tube capillaire très

Fig. 10.



fin B, terminé par un robinet A qui débouche dans l'atmosphère. Un autre tube permet de faire le vide dans la lampe avec la pompe Gaëde.

Une autre lampe L′ identique à la première, mais scellée, est montée sur la même planchette et permettra la comparaison des éclats des filaments en même temps qu'elle équilibre la première

dans un pont de Wheatstone formé de ces deux lampes et des résistances r et r'. Ces résistances sont les deux parties d'un rhéostat à curseur convenablement isolé. Une batterie d'accumulateurs de 40 volts P permet de faire passer un courant dans les lampes. A cause de la relative intensité de ce courant et de la sensibilité du galvanomètre employé on forme la dernière branche du pont avec une grande résistance R, et le galvanomètre est encore shunté sur une partie de cette résistance.

La pompe Gaëde ayant fonctionné pendant assez longtemps, je constate à la jauge que la pression est nulle, c'est-à-dire qu'il n'y a plus dans la canalisation que de la vapeur de mercure. Je fais passer le courant, et j'équilibre les résistances r et r' de manière que le spot du galvanomètre reste au zéro. Comme les lampes sont très sensiblement identiques (et également vidées) elles sont alors parcourues par des courants à peu près égaux; vous voyez leurs filaments briller du même éclat [1].

Je fais maintenant rentrer de l'air, en petite quantité, tout simplement en manœuvrant la pompe Gaëde à l'envers. L'emploi de l'osmo-régulateur serait trop long car la sensibilité du présent dispositif est beaucoup plus faible que celle du manomètre absolu que je vous ai montré tout à l'heure. Au bout de quelques tours de pompe, le spot commence à se déplacer et il est facile de se rendre compte que c'est dans le sens d'une diminution de la résistance du filament L. Bien que, par conséquent, il y passe plus de courant, sa température s'abaisse: si je continue à faire rentrer de l'air, vous voyez même qu'il devient complètement obscur, tandis que l'autre semble n'avoir pas changé. C'est donc que la conductibité du gaz contenu dans l'ampoule augmente au fur et à mesure que sa pression s'élève. Mais en même temps vous pouvez remarquer que le spot dévie de plus en plus lentement: bientôt il ne se déplace pour ainsi dire plus; je lis la pression à la jauge: elle est de $1^{mm},55$. Si je fais encore rentrer de l'air, un peu plus rapidement cette fois, en me servant du robinet A et du capillaire, je constate que le spot reste immobile dans un grand intervalle de pression. La conductibilité reste donc alors constante quelle que soit la pression. Quand celle-ci approche de la pression atmosphérique, ce qu'un petit manomètre

---

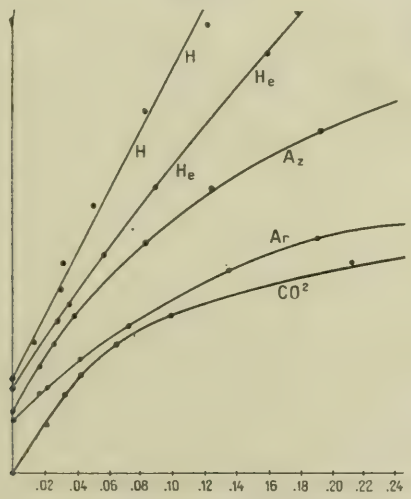
(1) Il est avantageux de régler le courant de manière que les filaments soient seulement rouge cerise ; quand on fera rentrer de l'air l'un d'eux deviendra complètement obscur ; l'expérience est ainsi plus nette.

tronqué me permet de constater, le spot recommence à se déplacer dans le même sens qu'auparavant; c'est que les courants de convection deviennent alors assez importants pour jouer leur rôle particulier dans le refroidissement du filament.

26. Recherches de MM. Soddy et Berry. — L'expérience précédente n'est qu'une adaptation pour une démonstration de cours de la méthode utilisée pour la première fois par Schleiermacher pour mesurer la conductibilité des gaz. Elle consiste à mesurer le flux de chaleur qui s'écoule à travers le gaz entre un fil fin tendu suivant l'axe d'un tube et la paroi de ce tube; le fil est parcouru par un courant électrique qui lui apporte une quantité d'énergie facile à connaître; dans l'état de régime cette quantité d'énergie est également celle qui s'écoule à travers le gaz.

Cette méthode a été reprise dans ces derniers temps par MM. Soddy et Berry [1], et par M. Knudsen. Elle est particulièrement avantageuse à plusieurs points de vue, et surtout parce que si l'on prend

Fig. 11.



un fil suffisamment fin (fil à la Wollaston, $d = 0^{mm},003$ environ) on peut diminuer dans des proportions énormes l'importance du refroidissement par rayonnement par rapport au refroidissement par

(1) Soddy et Berry, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXXIII, 1910, p. 254; t. LXXXIV, 1911, p. 576.

conductibilité. Nous allons indiquer simplement les résultats expérimentaux obtenus par les premiers.

La figure (11) en donne une représentation graphique approchée. Les abscisses représentent les pressions en millimètres de mercure, et les ordonnées les flux de chaleur qui s'écoulent par seconde entre le fil, maintenu à la température de 70° environ, et la paroi du tube maintenue à 20°. Pour plus de clarté les courbes ont été déplacées verticalement les unes par rapport aux autres.

On voit que, pour tous les gaz étudiés, qui comprennent en plus de ceux dont les courbes ont été reproduites ici, le méthane, le néon, l'oxygène, l'oxyde de carbone, l'acétylène, le cyanogène, et le protoxyde d'azote, *le flux de chaleur commence par être proportionnel à la pression;* il croît ensuite moins vite, et si les courbes étaient suffisamment prolongées, elles se raccorderaient à des lignes droites horizontales, correspondant au domaine de pressions dans lequel la conductibilité du gaz est constante.

D'ailleurs le flux de chaleur est proportionnel à la différence de température entre les surfaces en regard.

La partie expérimentale du travail de M. Knudsen [1] conduit aux mêmes résultats.

On peut donc exprimer le flux de chaleur qui s'écoule par centimètre carré, à travers un gaz ultra-raréfié, d'une surface plane à température T'_1 vers une autre à température T'_2, par une relation de la forme

$$Q = (T_1 - T'_2)\, p\varepsilon'. \tag{12}$$

Nous reviendrons tout à l'heure sur la signification du coefficient ε'.

27. Saut brusque de température. — Un autre fait qui peut être considéré comme expérimentalement établi par les travaux de Kundt et Warburg [2], de Smoluchowski et d'autres [3] est l'existence d'un saut brusque de température entre un gaz ultra-raréfié et un corps solide qui y est plongé, si la température de ce corps est différente de celle des autres parois; ce saut brusque se produit dans la couche de gaz immédiatement au contact de la surface du solide. Comme je l'ai dit, Poisson en considérait déjà l'existence comme

---

(1) M. Knudsen, *Ann. d. Phys.*, t. XXXIV, 1911, p. 593-656.

(2) Kundt et Warburg, *Pogg. Ann.*, t. CLVI, 1875, p. 177.

(3) Smoluchowski, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 101.

possible. Il est facile de comprendre quelle en est la cause, sachant qu'il existe seulement si un flux de chaleur s'écoule, à partir du corps solide, à travers le gaz. Les molécules qui s'approchent de sa surface ont en effet une vitesse moyenne moindre que celle qui correspond à sa température; quand bien même la vitesse moyenne des molécules, après rebondissement, serait égale à celle-ci, on conçoit que l'effet résultant des molécules qui s'approchent et de celles qui s'éloignent corresponde, dans la couche de gaz infiniment voisine de celle du corps solide, à une température un peu inférieure à celle de sa surface.

Au lieu de considérer le saut brusque de température lui-même, il est plus intéressant d'envisager l'épaisseur de gaz à travers laquelle il se produit. Il paraît intuitif qu'elle doit être d'autant plus grande que le chemin moyen de libre parcours est plus grand. Nous poserons donc, en désignant par γ l'épaisseur de cette couche,

$$\gamma = c\lambda. \tag{13}$$

28. Interprétation. — Ces faits expérimentaux étant établis, le rôle de la théorie cinétique généralisée ou appliquée aux très basses pressions est : 1° d'en rendre compte; 2° de fournir une expression des coefficients ε' et c qui figurent dans les formules (12) et (13). Mais ici beaucoup de progrès restent à faire. Les expressions données par MM. Knudsen et Smoluchowski pour la quantité ε' ne coïncident pas. De même, la quantité c prend diverses formes suivant qu'on admet le point de vue de Clausius ou celui de Maxwell ; c'est du moins ce qu'a montré M. Smoluchowski en partant de ce point de vue, déjà signalé, que, dans le rebondissement des molécules sur une paroi plus chaude, il y en a une fraction f qui est renvoyée en tous sens, au hasard, avec une vitesse moyenne égale à la température de la paroi, le reste, $1 - f$, subissant une réflexion régulière sans changement de vitesse. Mais on est très loin d'être d'accord sur la valeur à attribuer à f. Nous avons vu que M. Knudsen admet, d'une manière générale, $f = 1$.

Au lieu d'attacher une importance particulière au saut brusque de température, M. Knudsen fait jouer dans sa théorie un rôle essentiel à ce qu'il appelle le *coefficient d'accommodation*. Au fond nous avons déjà eu affaire à ce coefficient, sans le nommer, à propos de la théorie du manomètre absolu et de l'équation (9'). Voici comment M. Knudsen l'introduit.

D'après les valeurs expérimentalement obtenues, dans les expériences de conductibilité calorifique, pour $T'_1 - T'_2$, pour la pres-

sion p et pour le flux de chaleur Q, on peut écrire

$$Q = (T'_1 - T'_2)\, p\, \varepsilon'.$$

et la théorie conduit à

$$Q = (T_1 - T'_2)\, p\, \varepsilon.$$

ε étant une fonction du poids moléculaire du gaz, de la température et du rapport des chaleurs spécifiques $\frac{C}{c}$. Or, l'expérience montre qu'on a toujours

$$\varepsilon' < \varepsilon.$$

L'écart entre ε' et ε dépend d'ailleurs de la nature du gaz et de la nature des parois. Le coefficient d'accommodation sert à exprimer ε' en fonction de ε.

Si T_1 est la température correspondant à la vitesse moyenne des molécules qui s'approchent d'une paroi dont la température réelle est T'_2, et si T_2 est la température correspondant à la vitesse moyenne des molécules après le choc, on définira le coefficient d'accommodation a de la surface par la relation

$$a = \frac{T_1 - T_2}{T_1 - T'_2}.$$

Alors si les deux surfaces, supposées parallèles, ne sont pas infiniment rugueuses, on a

$$\varepsilon' = \frac{a}{2 - a}\,\varepsilon.$$

Si le flux de chaleur s'écoule entre deux surfaces infiniment rugueuses, c'est-à-dire qui donnent aux molécules qu'elles arrêtent et renvoient la vitesse moyenne correspondant à leur température, on a

$$a = 1, \qquad \varepsilon' = \varepsilon,$$

et si l'une d'elles seulement est parfaitement rugueuse, on a

$$\varepsilon' = a\,\varepsilon.$$

Seulement la portée de ces déductions est grandement réduite par ce fait qu'on ne connaît pas encore, d'une manière précise, ce qui influe sur la valeur de a. On n'a que des indications.

Ainsi la valeur de a égale à 0,36 pour le platine semi-poli (feuille de $0^{mm},001$), dans l'hydrogène, est doublée quand on recouvre la surface de noir de platine. Mais la valeur de a, qui est pour la même

feuille sans noir de platine, de 0,8 dans l'acide carbonique et dans l'oxygène, devient 0,96 dans les mêmes gaz quand on la recouvre de noir.

On pourrait croire que la plus ou moins grande facilité avec laquelle les gaz pénètrent certains métaux pourrait faciliter l'égalisation de température, et que par exemple on aurait une valeur de a plus voisine de 1 pour le palladium dans l'hydrogène que pour le platine. L'expérience a donné à MM. Soddy et Berry un résultat contraire.

Le coefficient a varie également avec la température de la surface; il diminuerait comme $\frac{1}{\sqrt{T}}$ quand la température augmenterait.

Quant à la nature du gaz, elle influe beaucoup aussi sur la valeur du coefficient a. D'une manière générale, on peut dire que plus le poids moléculaire est élevé, c'est-à-dire plus les molécules sont lourdes, plus facilement elles égalisent leur température avec celle de la paroi, le sens de cette expression étant bien clair d'après tout ce qui a été dit. Les nombres cités plus haut pour les valeurs de a en font foi; on peut ajouter que sa valeur est 0,26 seulement pour l'hydrogène et le verre poli; il a encore la même valeur pour l'hydrogène et une surface poreuse ou relativement poreuse comme celle du plâtre. *Mais la théorie est impuissante à expliquer convenablement les variations de a avec le poids moléculaire, autrement dit à donner la loi de la conductibilité des gaz polyatomiques.* Il est probable que la structure de l'édifice moléculaire joue également un rôle.

VI. — CONCLUSION.

29. Je terminerai ici cet exposé sur les recherches déjà anciennes ou actuellement en cours relatives aux gaz ultra-raréfiés. J'aurai atteint mon but si j'ai fait voir quel est l'état actuel de la question, et si en même temps j'ai su faire comprendre de quels délicats appareils et de quelles ingénieuses méthodes de mesure l'étude des gaz ultra-raréfiés était de nature à nous enrichir. L'intérêt du sujet pour le progrès de nos connaissances sur l'état moléculaire de la matière ressortira, je pense, du fait que toutes les recherches dont il a été question se rattachent à la loi du rebondissement des molécules sur une paroi, c'est-à-dire du choc des molécules les unes sur les autres. On peut considérer, comme établi actuellement, que *si la paroi solide (ou liquide) est à la même température que le gaz, le rebondisse-*

ment se fait entièrement au hasard; il n'y a aucune réflexion analogue à celle d'une bille de billard sur une bande.

Quand la paroi n'est pas à la même température que le gaz, le problème n'est pas complètement résolu. Il paraît probable, cependant, que le rebondissement se fait encore au hasard, en ce qui concerne la direction. Mais la paroi modifie la vitesse moyenne suivant des lois dont l'expression rigoureuse reste à découvrir.

APPENDICE.

Une application des propriétés des gaz ultra-raréfiés. Pompe moléculaire Gaëde.

---

1. *Principe.* — Si récents que soient les travaux dans lesquels M. Knudsen a étudié l'écoulement des gaz dans des tubes sous des pressions très basses, ils ont déjà donné lieu à une application pratique intéressante. M. Gaëde, qui s'est fait une spécialité dans l'invention d'appareils, d'ailleurs remarquables, pour faire le vide, a utilisé ces propriétés pour construire une pompe, qu'il qualifie de *moléculaire,* et qui permet d'atteindre, avec un débit considérable, des pressions excessivement basses. On peut obtenir couramment, d'après l'auteur, une pression d'un centième de dyne par centimètre carré, pression réelle, je veux dire sans qu'il faille y ajouter celle de la vapeur de mercure, et, en prenant certaines précautions, un peu moins d'un millième de dyne par centimètre carré.

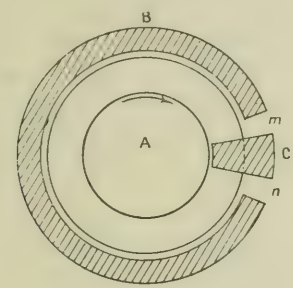
Voici en quoi consiste l'appareil [1]. Un cylindre métallique A tourne avec une très grande vitesse à l'intérieur d'un autre cylindre concentrique B (*fig.* 1). La paroi du cylindre B, qui est très proche de celle de A dans un certain secteur, en est plus éloignée entre les deux orifices m et n. A cause de la grande vitesse de rotation du cylindre A, il est évident que le gaz sera entraîné de n vers m, si la rotation se fait dans le sens de la flèche, et que cet entraînement se fera plus facilement qu'un entraînement de m vers n sur le reste de la périphérie, en raison de la petitesse de l'intervalle laissé dans cette

---

[1] Les indications qui sont données ici sur la pompe moléculaire Gaëde sont partiellement tirées d'un article publié par M. Gaëde dans *Phys. Zeit.*, t. XIII, 1912, p. 864-870.

portion entre les parois des deux cylindres. Il y aura donc accumulation du gaz vers m, ou bien circulation du gaz de n vers m. Mais où le degré de raréfaction moyenne entre ces deux ouvertures intervient, c'est pour fixer le rapport entre les pressions gazeuses qui y règnent, en supposant un état de régime établi.

Fig. 1.



En effet, si le gaz n'est pas ultra-raréfié, au sens que nous avons attribué à cette expression, l'entraînement de n vers m se fera simplement par viscosité (en laissant de côté les tourbillons qui peuvent se former, aux très grandes vitesses, dans la masse gazeuse). Il y aura donc une différence de pression entre les deux ouvertures, et cette *différence* ne sera fonction déterminée, pour un gaz donné, que de la vitesse de rotation, puisque le coefficient de viscosité est indépendant de la pression du gaz. Si l'on maintient en m une pression de 760^{mm}, l'appareil permettra d'obtenir par exemple 750^{mm} en n; en maintenant avec une trompe à eau une pression de 20^{mm} en m, on pourra n'avoir que 10^{mm} en n; mais si l'on abaisse la pression en m à 10^{mm} seulement, par un moyen approprié, la pression en n ne tombera pas à zéro, bien évidemment. Dans l'intervalle le gaz devient en effet ultra-raréfié, son coefficient de viscosité cesse d'être indépendant de la pression et la différence des pressions entre m et n cesse aussi d'être constante. Suivant l'expression de Warburg, il y a glissement du gaz sur la paroi du cylindre tournant, l'entraînement se fait moins bien et la pression en n, au lieu d'être nulle, prend une valeur finie.

C'est alors *le rapport* entre les pressions en n et en m qui doit être, d'après les travaux de M. Knudsen, une fonction déterminée de la vitesse de rotation. Cela résulte du fait, sur lequel nous avons longuement insisté, que la loi de rebondissement des molécules d'un gaz ultra-raréfié est une loi de hasard. Puisque les molécules rebon-

dissent au hasard, on peut les assimiler, après le choc, à des molécules émises dans toutes les directions avec une égale probabilité par la paroi même, qui serait supposée en même temps absorber autant de molécules gazeuses qu'elle en émet. Si donc la paroi est animée d'une certaine vitesse, toutes les molécules qui rebondissent sur elle ont après le choc une composante de vitesse égale à celle de l'élément de paroi qu'elles ont frappé. On pourrait concevoir que si la vitesse de la paroi était suffisamment grande, aucune molécule, même parmi celles qui rebondiraient, si la paroi était immobile, en sens inverse du mouvement qu'elle a en réalité, n'aurait une composante de vitesse de signe contraire à la vitesse de la paroi. Ce serait alors le vide absolu dans l'ouverture n. Il est évident qu'il ne peut en être ainsi pour plusieurs raisons.

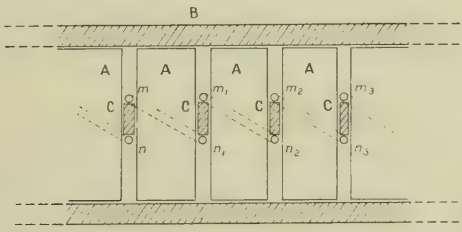
Tout d'abord, il n'est pas facile, quoique non impossible, de donner à la paroi du cylindre tournant une vitesse linéaire égale à la vitesse moyenne des molécules d'air à la température ordinaire. Pour qu'elle atteigne, par exemple, 600^{m} par seconde, avec un cylindre de 20^{cm} de diamètre, il faudrait qu'il fît 1000 tours par seconde, ce qui n'est pas absolument impossible. Mais le nombre moyen des molécules présentes par unité de volume au voisinage de l'ouverture serait limité inférieurement par l'émission continuelle de la paroi qui peut émettre soit des gaz occlus, soit de la vapeur métallique même. En outre, il ne suffirait pas que la vitesse linéaire fût égale à la vitesse moyenne des molécules gazeuses, il faudrait qu'elle dépassât la vitesse des molécules les plus rapides. Or la vitesse des molécules n'a théoriquement pas de limite, mais le nombre de celles dont la vitesse dépasse notablement la vitesse moyenne est très petit, d'après la loi de répartition de Maxwell.

Du reste, nous n'en sommes pas là. Le cylindre tournant de l'appareil de M. Gaëde ne fait que 8000 à 10 000 tours par minute, c'est-à-dire 100 à 150 tours par seconde, et il n'a guère qu'une dizaine de centimètres de diamètre, à en juger par les dimensions extérieures de l'appareil. Sa vitesse périphérique serait donc d'une quarantaine de mètres par seconde, ce qui serait, à la température ordinaire, la vitesse moyenne de molécules extrêmement lourdes, ayant un poids moléculaire de 4000 environ. Il pourrait être intéressant, dans cet ordre d'idées, d'essayer la pompe moléculaire sur des vapeurs organiques très lourdes; elle pourrait effectuer une séparation de ces vapeurs avec des gaz légers, comme l'hydrogène. En fait, M. Gaëde a bien observé, conformément à la théorie, que le débit et le vide limite

sont moindres avec l'hydrogène qu'avec des gaz plus lourds, l'air par exemple.

Ainsi donc, pour en revenir au cas effectivement réalisé, la vitesse circonférentielle du cylindre est bien moindre que la vitesse moyenne des molécules. Néanmoins, le rapport entre le nombre des molécules qui, après le choc, ont une vitesse dont le moment relatif à l'axe de rotation a le même signe que la vitesse du cylindre, et le nombre des molécules qui, après le choc, ont une vitesse dont le moment relatif à l'axe est de signe contraire, ce rapport est plus grand que l'unité et est fonction de la vitesse de rotation. Pour une vitesse de rotation donnée, il y aura donc un rapport constant entre les nombres moyens de molécules par unité de volume, c'est-à-dire entre les densités, ou encore entre les pressions en m et en n. C'est ainsi qu'on pourra passer d'une pression de 1^{mm} en m à une pression de $0^{mm},1$ en n, ou d'une pression de $0^{mm},1$ à une pression de $0^{mm},01$, et ainsi de suite. D'ailleurs cette cascade de pressions proportionnelles est réalisée dans l'appareil même. Car le cylindre A est divisé en plusieurs tronçons, comme l'indique la figure 2, et l'orifice d'entrée de

Fig. 2.



l'un des tronçons est relié, dans la masse du cylindre B, à l'orifice de sortie du tronçon précédent. Si le rapport des pressions en m et en n est k, et si p est le nombre des tronçons, le rapport entre les pressions dans les buses d'entrée et de sortie auxquelles sont connectés la pompe préparatoire et le récipient à vide sera k^p.

2. *Résultats.* — Je passe sur les détails de construction de l'appareil, pour lesquels les indications de l'auteur sont très sommaires. Les résultats moyens qu'il a obtenus avec un lot de pompes construites par la maison Leybold, de Cologne, sont consignés dans le Tableau suivant où la première colonne renferme les nombres de tours par minute, la deuxième les pressions initiales réalisées par la

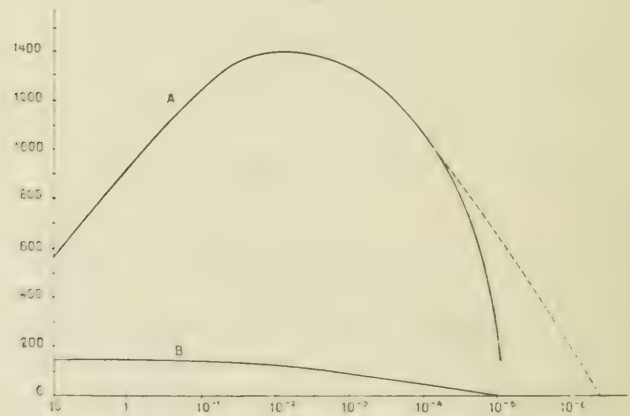
pompe préparatoire et la troisième les pressions limites données par la pompe moléculaire.

n.	P_1.	P_2.
	mm	
8200	0,1	pas mesurable
8200	1	0,00002
8200	10	0,0005
8200	20	0,005
6200	0,1	0,00001
6200	1	0,00005
6200	10	0,002
6200	20	0,8
4000	0,1	0,00003
4000	1	0,0003
4000	10	0,08
4000	20	3

Ces pressions étaient mesurées avec une jauge de Mc Leod; elles indiquent donc la quantité résiduelle de gaz permanents laissés par la pompe, et par suite la pression véritable atteinte si les appareils à vider ne contiennent pas de mercure.

Les débits sont donnés par la courbe A de la figure 3. La courbe B

Fig. 3.



se rapporte à la pompe à mercure Gaëde dont l'usage est maintenant très répandu. Les abscisses sont les logarithmes des pressions limites réalisées avec la pompe et les ordonnées représentent les débits en centimètres cubes, c'est-à-dire les volumes gazeux, mesurés sous la pression indiquée en abscisse, que la pompe enlève par seconde. Voici comment ces courbes étaient obtenues. Soit V le volume du

récipient relié à la pompe; il contient du gaz sous la pression p à l'instant t; pendant l'instant dt, le volume de ce gaz augmente de dv; par définition, le débit S est donné par l'équation

$$S = \frac{dv}{dt}.$$

On a d'ailleurs

$$(V + v)p = \text{const.},$$

d'où

$$S = -\frac{V}{p}\frac{dp}{dt}$$

en supposant que le volume v dont s'accroît la masse gazeuse pendant la durée d'observation est petit par rapport au volume V. Si l'on observe pendant un intervalle de temps t, on a

$$S = \frac{V}{t}\log\frac{p_1}{p_2}.$$

Pratiquement, la pompe était reliée à un ballon de 8^l par un large robinet qu'on ouvrait pendant 10 secondes; les pressions p_1 et p_2 sont les pressions au début et à la fin de cet intervalle de temps; la valeur obtenue pour le débit est rapportée à la pression moyenne $(p_1 + p_2) : 2$.

La courbe pointillée est relative au cas où la connexion des récipients à la pompe est scellée à la cire à cacheter, tandis que si elle est faite par des rodages graissés le débit est représenté par la courbe en trait plein.

On voit que les débits de la pompe moléculaire sont beaucoup plus grands que ceux de la pompe à mercure. Ils passent par un maximum, ce qui tient à ce que le gaz cesse d'être ultra-raréfié quand la pression de la pompe préparatoire cesse d'être suffisamment basse. En fait, si l'on emploie une pompe préparatoire donnant quelques centièmes de millimètre de mercure, on peut, en partant d'une pression de 5^{mm} de mercure, pousser le vide dans un tube Röntgen de 1^l, suffisamment pour qu'il donne, au bout de 10 secondes, 15^{cm} d'étincelle équivalente. Le même résultat peut être obtenu en moins de 1 minute, en partant de la pression atmosphérique si l'on emploie une pompe préliminaire à grand débit.

3. *Remarque sur le diamètre des canalisations à employer.* — Pour retirer de la pompe moléculaire tous les avantages qu'elle comporte, il faut que le diamètre des canalisations qui la relie aux appareils d'étude ne soit pas trop faible. Cette condition existe à vrai dire pour

n'importe quelle pompe ou trompe, mais elle n'a pas d'importance pratique pour les appareils à faible débit comme les anciennes pompes ou trompes à mercure.

En supposant que l'une des extrémités de la canalisation aboutit dans le vide absolu, il faut que le débit qu'elle peut fournir sous la pression limite qu'on désire atteindre soit au moins égal à celui de la pompe. Nous avons vu que le débit limite d'un tube de rayon R et de longueur L a pour expression

$$T = \frac{4}{3}\sqrt{2\pi}\,\frac{1}{\sqrt{\rho_1}}\,\frac{R^3}{L}$$

en désignant par ρ_1 la masse spécifique du gaz sous la pression de 1 dyne par centimètre carré. Pour l'air on obtient

$$T = 9,3.10^5\,\frac{R^3}{L}$$

ou sensiblement

$$T = \frac{R^3}{L}$$

en exprimant R en millimètres et L en mètres.

D'après la courbe de débit de la pompe moléculaire, on voit que le maximum de S est de 1400^{cm^3} par seconde environ. Il faut donc que

$$\frac{R^3}{L} \geqq 1400,$$

c'est-à-dire que, pour une canalisation de 1^m de longueur, le diamètre doit être au moins égal à $22^{mm},5$.

Il y a encore lieu d'observer cette condition dans l'établissement pratique des canalisations avec une pompe à mercure Gaëde. On doit avoir, d'après la courbe de débit,

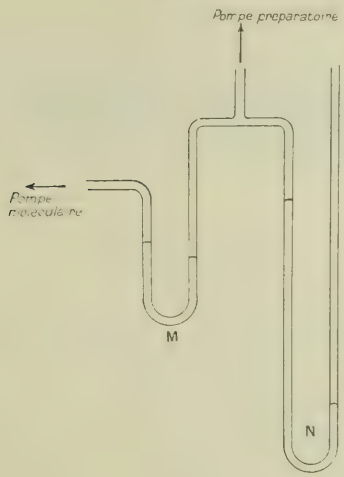
$$\frac{R^3}{L} = 140,$$

soit un diamètre d'au moins $10^{mm},5$ pour une canalisation de 1^m.

4. *Quelques expériences avec la pompe moléculaire.* — L'appareil se prête à une expérience simple qui montre bien, et en quelques instants, que le coefficient de viscosité des gaz est indépendant de la pression, tant que le gaz n'est pas ultra-raréfié. Supposons que le manomètre à mercure M (*fig.* 4), soit relié d'un côté à la pompe moléculaire (c'est-à-dire à l'orifice *n* de la figure 1) et de l'autre à la pompe prépara-

toire (ou à l'orifice *m*) et que, d'autre part, un autre manomètre N en communication par l'une de ses branches avec l'atmosphère communique aussi à la pompe préparatoire. Ce manomètre indiquera la

Fig. 4.



pression donnée par cette pompe, tandis que le manomètre M indiquera la différence des pressions entre les deux orifices de la pompe moléculaire. On peut donc ainsi constater, à première vue, que la différence de pression accusée par le manomètre M est sensiblement constante tant que la pression donné par le manomètre N n'est pas trop basse. C'est bien la preuve que la viscosité des gaz est indépendante de la pression, tant qu'ils ne sont pas ultra-raréfiés, en même temps que cela confirme la manière dont on peut concevoir le fonctionnement de la pompe moléculaire.

Voici une autre expérience. Elle permet de bien apprécier la grandeur du débit de la pompe moléculaire en même temps qu'elle fournit un moyen assez élégant de maintenir rigoureusement constante la pression dans un tube à décharges, un tube à rayons X par exemple. Ce moyen consiste simplement à mettre le tube en communication directe avec l'atmosphère, mais par un tube capillaire suffisamment long et fin.

En négligeant le glissement à la paroi, qui ne se produit que dans les parties du tube les plus voisines de l'ampoule et un terme relatif à la force vive du gaz, tout à fait négligeable en effet pour un écou-

lement aussi lent, le débit en masse est en effet donné par la formule

$$S = \frac{\pi}{8\eta} R^4 \rho_1 \frac{P^2 - p^2}{2L},$$

dans laquelle P et p sont, en unités C.G.S., la pression atmosphérique et la pression dans le tube; le terme en p^2 est tout à fait négligeable. La formule précédente est relative au régime de Poiseuille, qui est en effet réalisé sur la plus grande longueur du tube; elle résulte immédiatement des paragraphes 10 et 13. En effectuant, on trouve

$$S = 1,5.10^6 \frac{R^4}{L}$$

ou bien

$$S = 1,5 \frac{R^4}{L},$$

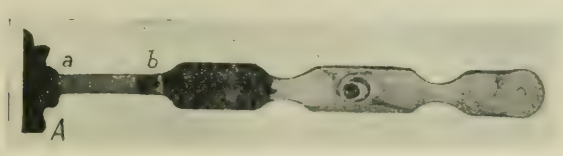
si l'on exprime R en millimètres et L en mètres. Un calcul analogue à celui de tout à l'heure montre que le débit sera inférieur à 1400^{cm^3} par seconde sous la pression du millième de millimètre de mercure si le tube, de 20^{cm} de longueur, a environ $0^{mm},04$ de diamètre.

Ce sont là des dimensions facilement réalisables. J'ai pu effectivement, au moyen d'un dispositif de ce genre, faire fonctionner un tube à rayons X avec une distance explosive constante de 4^{cm} à 5^{cm}; sans cette fuite voulue, le fonctionnement de la pompe aurait rendu en quelques secondes le tube beaucoup trop dur. En soudant sur une ampoule à rayons X un tube muni d'un certain nombre de capillaires semblables, mais d'inégales longueurs et fermés par des robinets, on pourrait passer d'un tube dur à un mou, et surtout d'un tube mou à un tube dur, avec une facilité beaucoup plus grande qu'avec tous les régulateurs actuellement connus. De plus, le degré de dureté de l'ampoule serait dans chaque cas rigoureusement constant.

La pression la plus basse que permette d'obtenir la pompe, avec des joints rodés, est de 10^{-5} millimètres de mercure, d'après les indications de l'auteur; cela correspond à un chemin moyen de libre parcours de 70^{cm} à 80^{cm} environ pour des molécules d'air. On doit donc pouvoir avec cet appareil effectuer des projections rectilignes moléculaires analogues à celles dont il a été question au paragraphe 7, sur des parcours de cet ordre de grandeur. J'ai essayé avec du zinc dans un tube d'une cinquantaine de centimètres de longueur et dans un autre tube un peu plus court, et j'en ai obtenu en effet. Mais elles se présentent sous une forme moins frappante ou, du moins, plus complexe qu'avec la vapeur de sodium. La figure 5 reproduit la

photographie de l'un de ces tubes. Le zinc distillé dans le vide était chauffé dans la chambre A; le faisceau de molécules issues de sa vapeur était canalisé par les deux diaphragmes *a* et *b*, puis pénétrait dans un tube plus large divisé lui-même en trois compartiments par des étranglements assez larges (10^{mm} à 12^{mm} de diamètre);

Fig. 5.



chaque chambre avait une dizaine de centimètres de longueur. La chambre du milieu était soudée à un tube large et court communiquant directement avec la pompe moléculaire. On voit que beaucoup de vapeur de zinc est venue se condenser sur les parois de la première chambre. Les parois de la deuxième n'en portent pas trace; mais, sur les parois de la troisième, on voit des dessins ténus, mais très nets, qui sont marqués par des dépôts de zinc. Les molécules de zinc ont donc passé dans leur trajectoire devant le tube d'aspiration sans y pénétrer. Arrivées dans le dernier compartiment, elles sont venues frapper la paroi, mais au lieu de se fixer au point d'impact, comme le font des molécules de sodium, elles rebondissent en général sur la paroi et n'y laissent pas de trace. C'est seulement en certains points particuliers qu'elles se fixent. Dans les deux expériences que j'ai faites, ces points sont ceux où se sont évaporées les dernières traces d'eau distillée qui avait servi à laver le tube, d'abord nettoyé avec soin à l'acide chromique chaud. Avant le phénomène de projection, ces traces étaient invisibles à l'œil nu; les parois du tube avaient d'ailleurs été chauffées dans le vide à 400° immédiatement avant la distillation.

Moins brillantes que les expériences de projection avec les vapeurs de métaux alcalins, ces expériences nous rendent sensible un phénomène qui paraît bien naturel quand on y réfléchit, mais dont les théories sur les gaz ultra-raréfiés ont grand peine à tenir compte, comme nous l'avons vu à propos de la conductibilité thermique de ces gaz : je veux dire l'influence de la nature de la paroi sur la manière dont s'effectue contre elle le choc des molécules gazeuses et leur rebondissement.

L. Dunoyer.

SUR LES

RAYONNEMENTS DES CORPS RADIOACTIFS

PAR Mme P. CURIE.

Notion de rayonnement. — Quand on parle de *rayons*, rayonnement ou radiation, l'analogie évoquée en premier lieu par l'esprit est celle des émissions de lumière douée de propagation rectiligne, avec la vaste généralisation aux radiations invisibles ultraviolettes, infrarouges et électromagnétiques. Rappelons que Newton avait primitivement cherché à expliquer la propagation rectiligne de la lumière, sa réflexion et sa réfraction, au moyen d'une hypothèse d'après laquelle les rayons lumineux étaient les trajectoires d'innombrables projectiles, extrêmement ténus, émis par les corps lumineux. Cette hypothèse dut ensuite faire place à la théorie des perturbations de l'éther qui prévoit aussi bien la propagation rectiligne que les écarts à partir de celle-ci. La conception d'un rayon dans cette manière de voir n'est pas aussi tangible que dans la théorie d'émission corpusculaire, mais peut néanmoins être définie avec une grande netteté.

Plus récemment, nous avons fait connaissance avec divers phénomènes qui, dans certaines conditions, comportent un transport d'énergie en ligne droite à partir de la source et qui, pour cette raison, ont été tous classés comme *radiations :* rayons cathodiques et rayons positifs des ampoules à vide, rayons Röntgen, rayons des corps radioactifs. On a pu appliquer à la plupart de ces phénomènes une théorie qui explique leurs propriétés en les considérant comme des émissions corpusculaires accompagnées de transport de charge électrique. Les rayons Röntgen ne se prêtent pas à une telle théorie et semblent avoir une analogie plus étroite avec les phénomènes électromagnétiques dans l'éther : il en est de même pour une partie du rayonnement des corps radioactifs (rayons γ).

Il faut cependant faire observer que la théorie d'émission d'ondes électromagnétiques ou lumineuses continues s'est heurtée récemment à des difficultés graves qui ont fait envisager la nécessité d'admettre, dans la structure de ces ondes, des discontinuités importantes. Si, conformément aux hypothèses faites de divers côtés, le transport d'énergie électromagnétique dans l'éther ne peut avoir lieu que par quantités finies, ne comportant pas une expansion et une divisibilité illimitée, la conception de rayonnement électromagnétique devient moins différente de la conception d'un rayonnement corpusculaire qu'elle ne le peut paraître tant qu'on conserve l'image d'ondes électromagnétiques continues. L'avenir montrera dans quelle mesure les deux conceptions peuvent se rapprocher et dans quelle mesure, par conséquent, la notion de *rayon* peut devenir prépondérante, en tant que celle de la trajectoire rectiligne d'un élément de matière ou d'énergie se déplaçant avec une grande vitesse.

Si l'on considère en particulier les corps radioactifs, ceux-ci doivent être considérés surtout comme des sources de projectiles, lancés à la suite de cataclysmes internes, analogues à des explosions, qui entraînent la destruction de l'édifice atomique. Ces projectiles représentent les fragments d'atomes résultant de la transformation; ils possèdent, au moment de celle-ci, des vitesses plus ou moins grandes qui leur permettent de s'éloigner de leur point de départ à des distances plus ou moins importantes.

Quand un de ces projectiles se déplace dans le vide, dans un espace où n'existe aucun champ électrique ou magnétique, sa trajectoire reste rectiligne et sa vitesse constante; il répond alors très exactement à la conception d'un *rayon*. Dans un espace qui est vide de matière, mais où existe un champ électrique ou magnétique, les trajectoires des projectiles ou rayons ne restent pas, en général, rectilignes, mais s'incurvent suivant des lois déterminées; en même temps, la grandeur de la vitesse peut être modifiée. Ces phénomènes indiquent que chaque projectile porte, en général, une charge électrique positive ou négative et que les lois de l'électromagnétisme sont applicables au mouvement de ces charges. Peut-être existe-t-il aussi des espèces de projectiles non chargés, dont la trajectoire dans le vide resterait rectiligne, même en présence d'un champ électrique ou magnétique.

Quand les projectiles se déplacent, non plus dans le vide, mais dans un milieu matériel gazeux ou non, leur trajectoire n'est plus jamais rectiligne *en toute rigueur*, même en l'absence de tout champ électro-

magnétique; de même, la vitesse ne se maintient pas rigoureusement invariable et éprouve, en général, une décroissance progressive qui montre que l'énergie cinétique des projectiles s'épuise lors de leur passage dans un milieu matériel. Cependant, le mouvement peut rester rectiligne avec une approximation d'autant plus grande que la masse du projectile est plus petite, que l'énergie cinétique est plus grande et que le milieu, dans lequel a lieu le mouvement, est moins dense. La diminution de l'énergie cinétique sur un certain trajet est influencée par les mêmes facteurs que le changement de direction.

Nous obtenons ainsi des émissions qui, sur une certaine longueur de parcours, manifestent une propagation très exactement rectiligne et conservent le caractère de rayons; dans un champ électrique ou magnétique, la déformation de ces rayons est régulière. Mais la stabilité du mouvement qui caractérise un rayonnement diminue plus ou moins rapidement et l'on atteint un état où aucun mouvement régulier ne peut plus être décelé, de sorte que la notion de rayon disparaît sans que cependant le projectile ait cessé d'exister; son mouvement a seulement changé de nature. Les projectiles dont l'énergie cinétique a été épuisée errent au sein de la matière à la manière des molécules de celle-ci. Le passage de l'état de rayon à l'état de particule en mouvement irrégulier peut se produire d'une manière progressive dans un grand nombre de rencontres avec les molécules de la matière traversée. Il existe aussi des projectiles dont l'énergie cinétique, dès l'émission, est insuffisante pour assurer un mouvement stable. Nous pouvons donc observer, dans la grande variété des émissions radioactives, des rayonnements plus ou moins bien définis.

La matière exerce ainsi une action éminemment perturbatrice sur les rayons corpusculaires, ayant ou non une charge électrique. On doit se demander quelle est l'origine de cette perturbation. Diverses considérations ont conduit récemment à admettre que les atomes matériels ont une structure compliquée et se composent d'éléments dont quelques-uns, au moins, portent des charges électriques. Il est tout naturel de penser que ces charges présentes dans les atomes sont susceptibles d'agir sur celles, de même ordre de grandeur, portées par les rayons corpusculaires et amener, pour ces derniers, des déviations et des changements de vitesse. Ce problème a déjà été examiné, au point de vue théorique. Quant aux rayons corpusculaires non chargés, on doit penser qu'ils perdraient aussi leur énergie cinétique excessive, comme le ferait une molécule matérielle quel-

conque lancée avec une grande vitesse dans un milieu matériel, par échange avec d'autres molécules en vertu de l'action de forces intermoléculaires dont la nature nous est inconnue. L'action de ces forces pourrait, d'ailleurs, être aussi prise en considération dans le cas de particules chargées, à moins qu'elle ne soit, en ce cas, d'une importance tout à fait secondaire.

Rayons émis par les corps radioactifs. — Nous avons admis que les rayons corpusculaires des substances radioactives résultent de la fragmentation d'atomes. C'est là, non plus une hypothèse, mais un fait expérimentalement établi, servant de base à la théorie actuelle des phénomènes radioactifs : théorie de désintégration atomique. Quant à la nature des fragments, celle-ci a pu être établie dans un grand nombre de cas, mais laisse encore subsister un vaste champ d'études. Il est cependant surprenant de constater que le grand nombre des transformations analysées nous a fait connaître seulement peu de modes de transformation radioactive. Les constituants atomiques dont on a pu observer la séparation sont les suivants :

1° Électrons portant une charge négative élémentaire, soit environ 4.10^{-10} U. E. S. d'électricité. Ces électrons ne semblent pas être quelconques au point de vue de leur rôle dans l'atome. Nous connaissons, en effet, divers phénomènes qui consistent en une séparation d'électrons des atomes sans que les atomes semblent avoir souffert une transformation importante. C'est ce qui a lieu, par exemple, pour l'ionisation des gaz par les divers agents ionisants connus et pour l'émission d'électricité négative par les métaux incandescents (phénomène d'Edison) ou par les métaux soumis à l'action de la lumière ultraviolette (phénomène de Hertz). Il semble bien que les atomes possèdent, en général, des électrons dont la liaison n'est pas très étroite et qui interviennent dans tous les phénomènes concernant plutôt la molécule et pouvant être influencés par la température et par les liaisons moléculaires. Les électrons dont les vibrations jouent un rôle dans l'émission ou l'absorption de chaleur et de lumière sont probablement de cette nature. Mais les phénomènes radioactifs nous révèlent l'existence d'électrons *essentiels* dont la liaison avec les atomes semble constitutionnelle et beaucoup plus profonde que celle des électrons dont il vient d'être question, et qui pourraient être considérés comme voisins de la surface de l'atome ou *périphériques*. Les électrons dont l'émission par les corps radioactifs constitue le rayonnement β sont émis par les atomes lors de la des-

truction de ceux-ci, et l'on sait que cette destruction ne peut être influencée par aucune cause extérieure connue.

2° Atomes d'hélium portant une quantité d'électricité positive, double de la charge élémentaire. La séparation de ces atomes constitue un fait expérimental très important et parfaitement démontré; leur émission constitue les rayons α. Bien que ces rayons ne soient pas les seuls ayant une charge positive, ils ont cependant un rôle spécial parmi les rayons positifs des corps radioactifs. Le grand nombre de transformations radioactives accompagnées de l'émission d'une particule α, et d'une seule généralement, semble prouver que l'atome d'hélium est un des constituants simples de l'édifice atomique, au moins pour les atomes radioactifs, et probablement pour les atomes en général. Dans la famille du radium, par exemple, l'atome de radium perd successivement 5 atomes d'hélium dont le départ a été observé; chacune de ces séparations est accompagnée d'un changement de propriétés de l'atome primitif; on peut juger combien ce changement est profond en remarquant que l'atome de métal alcalinoterreux radium, privé d'une particule α, devient un atome d'émanation, de la famille des gaz inertes. Le corps radioactif polonium, obtenu à partir du radium après départ de 4 particules α, est un métal dont les propriétés sont très différentes de celles du radium. Il semble très frappant de voir ainsi un atome de grande masse ($Ra = 226,5$) se désagréger en perdant un à un plusieurs atomes d'hélium faisant partie de sa constitution primitive. Le même fait se rencontre à nouveau pour l'uranium, le thorium et l'actinium. On a donc bien l'impression que l'atome d'hélium représente un groupement simple qui existe dans les atomes avec une certaine indépendance, et que le cataclysme atomique qui détermine le départ d'un de ces sous-atomes est parmi ceux qui se produisent le plus facilement.

3° Atomes divers, de grande masse, chargés positivement, et résultant des transformations successives de certains éléments primaires. Le nombre de ces derniers est très petit; le radium et l'actinium étant considérés maintenant comme les descendants de l'uranium, il ne reste que deux éléments primaires : l'uranium et le thorium. Dans la série des transformations, il en est qui comportent l'émission d'une particule α; en même temps que celle-ci est projetée avec une vitesse considérable, l'atome résiduel, de masse beaucoup plus grande, — le rapport des masses dans les cas bien connus dépassant 50, — est lancé en sens inverse avec une vitesse beaucoup plus petite; le rapport des vitesses des deux projectiles paraît être égal au rapport

inverse de leurs masses, conformément à la loi d'égalité des quantités de mouvement, laquelle semble s'appliquer à ces explosions atomiques. On obtient ainsi une série de rayonnements positifs, assez bien définis comme tels dans l'air sous pression réduite (au-dessous de 1^{cm} de mercure), mais absorbés sur un très faible trajet ($0^{mm},1$ environ) dans l'air à la pression atmosphérique. Je les nommerai *rayons a*.

Il existe aussi des transformations radioactives qui ne sont pas accompagnées d'émission de rayons α, mais pour lesquelles une émission de rayons β a pu être observée; un atome radioactif qui a émis un de ses électrons de constitution essentiels se trouve modifié dans sa nature, sans que cependant il y ait lieu de prévoir un changement de poids atomique appréciable. Pour une particule β la quantité de mouvement au moment du départ est, en général, beaucoup plus faible que pour une particule α, de sorte que le recul correspondant de l'atome est en ce cas beaucoup moins important. Grâce à la charge positive portée par ces atomes aussitôt après la transformation, le phénomène de recul (*rayons b*) a pu être mis en évidence, même dans ce cas; cependant, l'observation en est difficile, et il est probable que l'ordre de grandeur de la vitesse initiale n'est plus très différent de celui des vitesses moléculaires d'agitation thermique.

Ainsi, l'étude des émissions radioactives corpusculaires nous a permis pour la première fois de pénétrer dans le domaine mystérieux de la structure des atomes et d'obtenir sur cette structure des renseignements encore bien peu nombreux, mais néanmoins très précieux. Il est à espérer que nos connaissances à ce sujet s'élargiront à mesure que progressera l'étude des phénomènes radioactifs qui, seuls, parmi les phénomènes actuellement connus, intéressent la structure de l'atome dans ce qu'elle a d'essentiel et d'indépendant des liaisons moléculaires.

Les émissions corpusculaires α et β apparaissent comme des phénomènes primaires se produisant dans la matière radioactive, et il semble que l'énergie mise en jeu dans les transformations radioactives est presque entièrement utilisée à produire l'énergie cinétique initiale des projectiles. La matière radioactive peut cependant aussi donner lieu à une émission de *rayons* γ qui ne sont probablement pas corpusculaires et qu'on envisage généralement comme une perturbation électromagnétique; leur énergie constitue au plus quelques pour cent de l'énergie du rayonnement total. Il n'est pas certain que les rayons γ soient, en toute rigueur, un rayonnement primaire. On ne

connaît pas de cas où ces rayons soient seuls produits par un corps radioactif; ils apparaissent liés aux rayons β et l'on peut concevoir que ces derniers aient avec eux une relation de cause à effet. Les rayons γ pourraient représenter une perturbation électromagnétique qui accompagnerait un changement brusque de vitesse de rayons β à la sortie des atomes. L'étude de ces rayons offre un grand intérêt au point de vue des théories électromagnétiques.

On a souvent fait observer que les divers rayonnements des corps radioactifs correspondent à des phénomènes analogues qui ont lieu dans les ampoules à vide lors du passage de la décharge. Les rayons β sont des électrons en mouvement, comme les rayons cathodiques; les rayons α et les autres atomes projetés avec une charge positive sont analogues aux rayons corpusculaires positifs désignés aussi par le nom de rayons *canaux*. Enfin, la théorie des rayons Röntgen est en substance la même que celle des rayons γ. Il est curieux de se représenter ainsi l'intérieur d'un atome comme un espace où se produisent des phénomènes comparables à des décharges électriques. Seulement, ces phénomènes alimentés par l'énergie interne de l'atome, relativement énorme pour un aussi petit volume, prennent une ampleur particulière. Les rayons β peuvent atteindre des vitesses très peu différentes de celle de la lumière, ce qui représente par rayon une énergie considérablement plus grande que celle d'un rayon cathodique. De même, la vitesse et l'énergie d'un rayon α sont beaucoup plus grandes que les quantités correspondantes pour les rayons canaux. En conséquence, les pouvoirs pénétrants, vis-à-vis de la matière, sont aussi très différents, de sorte que les rayons des corps radioactifs peuvent être étudiés dans le voisinage de ces corps quand ceux-ci sont entourés d'air dans les conditions ordinaires. Les rayons γ liés aux rayons β de grande vitesse atteignent un pouvoir pénétrant considérable qui leur permet de traverser 20^{cm} ou 30^{cm} de métal, alors que les rayons Röntgen ne traversent pas 1^{mm} de plomb.

Le petit mécanisme électrique constitué par l'atome produit ainsi des effets dont l'intensité spécifique est considérablement plus grande que celle qui est accessible à nos moyens d'action et à nos dispositifs expérimentaux.

Je vais passer en revue les propriétés des divers groupes de rayons et les problèmes les plus importants qui se présentent dans leur étude. Je supposerai connues les méthodes de recherches classiques qui utilisent la propriété ionisante des rayons ou la production de phosphorescence et d'impressions radiographiques, ainsi que les

procédés d'analyse basés sur l'emploi de champs électrique et magnétique. Je laisserai aussi de côté l'exposé de la théorie des transformations radioactives qui a fait l'objet d'une conférence indépendante [1].

RAYONS α.

Parmi les rayonnements des corps radioactifs, les rayons α représentent celui qui possède la plus grande énergie et le plus grand pouvoir ionisant; mais le pouvoir pénétrant de ces rayons est très inférieur à celui des rayons β rapides et des rayons γ.

Groupes de rayons α. Parcours. — L'émission de rayons α apparaît dans un grand nombre de transformations radioactives des familles de l'uranium, du radium, de l'actinium, du thorium. A une transformation donnée correspond dans chaque cas une vitesse d'émission déterminée de rayons α. En vertu de cette vitesse initiale, sensiblement la même pour toutes les particules, celles-ci peuvent franchir dans l'air, sous la pression atmosphérique, une distance bien déterminée qui se nomme leur *parcours*. Les rayons α émis par un même corps radioactif (substance primaire ou l'un des dérivés) forment un *groupe*. Chaque groupe est caractérisé par son parcours, valeur limite des trajets accomplis par les rayons issus de la surface libre de la matière active. Les rayons venant de couches situées en dessous de cette surface ne peuvent pénétrer aussi loin dans l'air, parce que leur vitesse a été diminuée lors du passage au travers d'une certaine épaisseur de matière solide. A une épaisseur donnée de matière quelconque correspond un trajet équivalent dans l'air; ce trajet est approximativement proportionnel à la densité du milieu. On peut aussi envisager un parcours de rayons α dans toute matière autre que l'air, c'est-à-dire la valeur maximum du trajet pouvant être accompli dans cette matière. Le parcours ainsi défini varie en raison inverse de la densité en première approximation, et, plus exactement, comme $\frac{1}{\rho}\sqrt{P}$, où ρ est la densité et P le poids atomique pour une substance simple.

La notion de parcours est rendue plus simple par cette circonstance que les particules α, émises par une source, conservent, sur la plus grande partie de leur trajet, un mouvement très approximativement

---

[1] Conférence de M. Debierne, ce Recueil, p. 304.

rectiligne. Un faisceau de rayons étroit, émis par une source d'épaisseur négligeable, se propage dans l'air sans dispersion sensible, jusque vers la fin du parcours. Mais alors la dispersion commence à augmenter très rapidement, et le faisceau cesse d'être bien défini. Il en résulte que, même parmi les particules émises à la surface de la matière active, toutes ne peuvent accomplir le parcours en totalité, mais sont absorbées à une distance inférieure à celui-ci, comptée en ligne droite à partir de la matière active. Cette fin de trajectoire est la région dans laquelle le rayonnement cesse d'être bien défini au point de vue de la propagation rectiligne.

On connaît 20 groupes de rayons α, dont les parcours dans l'air à la pression atmosphérique sont compris entre 2^{cm} et 9^{cm}. Voici l'énumération des groupes appartenant à des substances radioactives simples. Pour chaque substance, on a indiqué la valeur de la *période* T, c'est-à-dire du temps nécessaire pour que la moitié de la substance éprouve la transformation radioactive. Le parcours du groupe correspondant de rayons α est désigné par p. Les substances sont groupées en familles dans l'ordre de transformation établi par l'expérience [1].

Famille de l'Uranium et du Radium.

	T	p.
		cm
Uranium I....	5.10^9 ans	2,5
Uranium II...	2.10^6 ans?	2,9
Ionium.....	2.10^5 ans?	3,0
Radium.....	2000 ans	3,3
Émanation du radium.....	3,8 jours	4,2
Radium A....	3 min.	4,8
Radium C_α....	10^{-6} sec.?	7,0
Polonium.....	140 jours	3,8

Famille du Thorium.

	T.	p.
		cm
Thorium.....	3.10^{10} ans	2,7
Radiothorium.	2,0 ans	3,9
Thorium X...	3,6 jours	4,3
Émanation du thorium....	54 sec.	5,0
Thorium A...	0,14 sec.	5,7
Thorium C_1...	55 min.	4,8
Thorium C_2...	10^{-11} sec.?	8,6

[1] Seules ont été indiquées dans le Tableau les substances qui émettent les rayons α. La composition complète des familles est donnée dans la Conférence de M. Debierne : *Sur les transformations radioactives.*

Famille de l'Actinium.

	T.	*p*.
		cm
Radioactinium	19,5 jours	4,6
Actinium X...	10,5 jours	4,4
Émanation de l'actinium ..	3,9 sec.	5,7
Actinium A...	0,002 sec.	6,5
Actinium C...	2,15 min.	5,4

Toutes les valeurs de p indiquées ont été déterminées par l'expérience; elles se rapportent à l'air à la pression normale et à la température de 15°. Quant aux périodes, la plupart d'entre elles sont connues par des expériences directes, mais six nombres font exception. Les périodes de l'uranium I et du thorium ont été calculées en se basant sur l'activité spécifique de ces corps comparée à celle du radium; pour l'uranium, on peut aussi déduire la période par comparaison avec celle du radium, en utilisant le rapport du radium à l'uranium dans les minéraux radioactifs. Pour l'ionium, l'uranium II, le radium C_α et le thorium C_2, la période a été déduite d'une manière différente, ainsi qu'il résulte de ce qui va suivre.

En examinant les parcours p et les périodes correspondantes connues, on trouve que la période augmente très rapidement à mesure que le parcours diminue. Si l'on porte en abscisses les logarithmes des parcours et en ordonnées les logarithmes des périodes, les points obtenus se placent, pour chaque famille, en ligne droite, avec une assez bonne approximation [1]. On peut utiliser cette loi empirique pour calculer les périodes de l'uranium II et de l'ionium, trop longues pour être mesurées directement. On peut calculer par le même procédé la période attribuée au thorium C_2 qui est, au contraire, trop courte pour une observation directe. Enfin, le radium C est une substance dont la période mesurée est égale à 19 minutes et ne semble pas pouvoir correspondre aux rayons α émis dont le parcours est de 7^{cm}. D'autre part, le radium C est considéré comme un corps complexe. On peut donc supposer que l'émission α est attribuable à un constituant C_α du radium C dont la période, calculée d'après le parcours, a été indiquée dans le Tableau.

[1] Geiger et Nuttall, *Phil. Mag.*, 1911, 3, p. 613.

Les parcours des divers groupes varient dans des limites assez étroites, étant compris entre 2^{cm} et 9^{cm} dans l'air à la pression atmosphérique. Quand on fait varier la pression, le parcours varie en raison inverse de celle-ci; il est déterminé par le nombre des molécules d'une certaine espèce que peut rencontrer une particule α avant d'avoir perdu l'excès d'énergie qui lui permet d'être observée comme rayon α, c'est-à-dire de produire des effets ionisants, des effets de phosphorescence ou des effets radiographiques. L'expérience a montré qu'une même énergie limite semble nécessaire pour la production de tous ces phénomènes.

Rapport de la charge à la masse et vitesse des rayons α. — Des résultats très importants relatifs aux rayons α ont été établis par l'étude de leur trajectoire dans un champ magnétique ou électrique et par la numération des particules.

Dans un champ magnétique uniforme d'intensité H, normal à la direction de la vitesse initiale, un rayon α s'incurve et décrit une trajectoire circulaire dont le plan est normal au champ et dont le rayon R est relié à la valeur du champ H par la relation

$$\frac{mv}{e} = \mathrm{RH}, \tag{1}$$

où m est la masse de la particule, e sa charge et v sa vitesse qui reste constante.

De même, dans un champ électrique uniforme d'intensité h, normal à la direction de la vitesse initiale v_0, le rayon α suit une parabole, contenue dans le plan qui passe par les directions v_0 et h et admettant v_0 comme tangente au sommet. L'écart latéral δ, à partir de la direction primitive, est donné par la formule approchée

$$\frac{mv^2}{e} = \frac{l^2}{2\delta} h, \tag{2}$$

m, e et v ayant la même signification que précédemment, et l étant la longueur du chemin parcouru. La modification de la vitesse en grandeur peut être négligée.

La mesure de R et de δ permet de calculer à l'aide des formules (1) et (2) le rapport $\frac{e}{m}$ de la charge à la masse et la vitesse v de la particule. Ces mesures se font avec une bonne précision par la méthode radiographique qui donne le moyen d'obtenir des épreuves très fines, indiquant la trajectoire des rayons. Le sens de la déviation, pour un champ de sens donné, indique que les rayons portent une charge positive.

Les expériences faites sur plusieurs groupes de rayons α ont montré que le rapport $\frac{e}{m}$ a, dans tous les cas, une même valeur. On trouve environ

$$\frac{e}{m} = 5.10^3 \text{ unités E. M.}$$

Ce rapport est la moitié de celui qui convient au transport d'électricité positive par l'hydrogène électrolytique. Il est ainsi prouvé que les particules α sont de dimensions atomiques. La grandeur du rapport est, de plus, celle qui convient à un atome d'hélium portant une charge double de celle d'un atome d'hydrogène électrolytique.

La vitesse d'émission, par contre, est différente pour les divers groupes de rayons et, conformément aux prévisions, elle est d'autant plus grande que le parcours a est plus grand. On constate, de plus, que la vitesse d'un rayon subit une diminution graduelle lors du passage au travers de la matière, et la vitesse ainsi réduite correspond au parcours qui peut encore être accompli dans l'air, comme la vitesse d'émission correspond au parcours total a. On a pu établir, entre la vitesse des rayons et le parcours correspondant, une relation simple; ce dernier est proportionnel au cube de la vitesse. En appliquant cette relation au calcul des vitesses d'émission qui n'ont pas été directement mesurées, on obtient un tableau complet de celles-ci. On trouve que les 20 groupes de rayons connus ont des vitesses d'émission comprises entre $1,5.10^9$ cm : sec et $2,2.10^9$ cm : sec. Ainsi, la vitesse d'émission varie relativement encore moins que le parcours.

L'identité des particules α avec des atomes d'hélium chargés a été l'objet d'une vérification directe. Les rayons α ayant été reçus et absorbés par une paroi matérielle, il a été prouvé que cette paroi était ensuite susceptible de dégager le gaz hélium qui y avait pénétré, grâce à la grande vitesse de projection de ses atomes ([1]).

L'hélium émis sous forme de rayons α par les corps radioactifs contenus dans les minerais d'urane et de thorium se retrouve à l'état de gaz occlus dans ces minerais et peut en être extrait par la chauffe.

Charge des rayons. — Pour mesurer la charge des rayons α, on les reçoit sur une électrode métallique qui les absorbe et se charge de la quantité d'électricité portée par eux. Les mesures sont soumises à une complication résultant de cette circonstance que les rayons α, en frappant l'électrode, en font sortir de l'électricité négative portée

([1]) RUTHERFORD et ROYDS, *Le Radium*, 1909, p. 47.

par des électrons de faible vitesse. Le même phénomène se produit sur les écrans d'aluminium très minces qu'il est utile d'interposer entre la source de rayons et l'électrode; ces écrans se laissent facilement traverser par les rayons α, mais ne peuvent être traversés par les rayons de recul radioactif. Enfin, si la source utilisée émet aussi des rayons β et γ, ceux-ci apportent une nouvelle perturbation : les rayons β par leur charge négative, et les rayons γ par la faculté qu'ils possèdent de provoquer une émission secondaire β dans les substances rencontrées. On évite toutes ces difficultés, dans la mesure du possible, en écartant les rayons β rapides au moyen d'un champ magnétique et les électrons lents au moyen d'un champ magnétique et d'un champ électrique qui s'oppose à leur sortie de l'écran placé devant l'électrode. Néanmoins, l'expérience reste délicate.

Numération des rayons α. — La charge des rayons α émis par une source donnée pendant un certain temps étant connue, on peut en déduire la charge d'une particule isolée si l'on possède un moyen d'effectuer la numération des particules émises par unité de temps. Deux méthodes très ingénieuses ont été établies à cet effet : une méthode électrométrique [1] et une méthode optique.

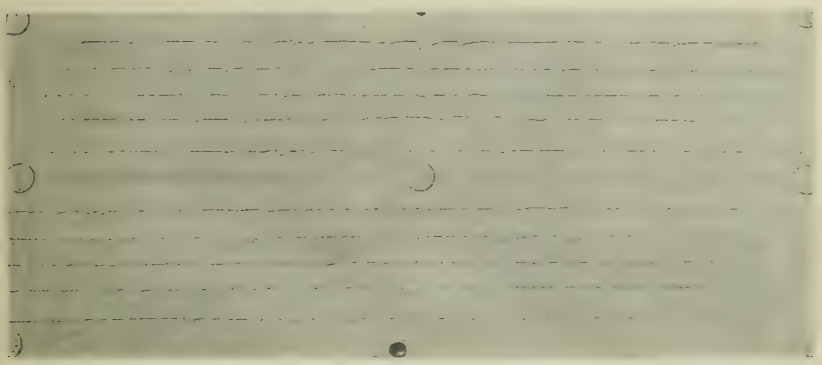
La méthode électrométrique consiste à recevoir un faisceau étroit de rayons dans une chambre d'ionisation allongée dans laquelle un champ électrique puissant est établi transversalement à la direction des rayons. Quand une particule pénètre dans la chambre, elle y produit un grand nombre d'ions dans le gaz le long de son trajet. La quantité d'électricité d'un signe, ainsi libérée, directement recueillie par l'électrode de la chambre, n'est pas suffisante pour faire dévier l'électromètre qui indique la charge de l'électrode. Pour augmenter cette quantité et la rendre accessible à l'expérience, on opère dans un gaz sous pression réduite, mesurée, par exemple, par 2^{cm} de mercure. Dans ces conditions, pour une valeur suffisante du champ électrique, les ions directement formés par les rayons deviennent capables de produire le phénomène d'ionisation par choc [2], ce qui augmente dans un rapport considérable la quantité d'électricité reçue par l'électrode. L'expérience montre qu'on peut ainsi obtenir sur un électromètre relié à celle-ci une impulsion suffisante. Quand le réglage est obtenu et quand l'intensité de la source

(1) Rutherford et Geiger, *Le Radium*, 1908, p. 157.
(2) Conférence de M. Blanc, ce Recueil, p. 192.

est convenable, on observe une série d'impulsions brusques dont chacune correspond à l'entrée d'une particule dans la chambre. Après chaque déviation, l'électromètre est ramené à sa position d'équilibre au moyen d'un dispositif spécial. Le caractère discontinu de l'émission est mis en évidence avec une grande netteté. On peut réaliser un enregistrement photographique du mouvement de l'électromètre et obtenir des images d'une grande finesse telles que dans la figure 1.

La numération des particules peut ainsi être effectuée avec une grande certitude. De plus, il est possible d'étudier la loi de l'émission

Fig. 1.



en fonction du temps, les intervalles d'émission pouvant avoir toutes les valeurs possibles. L'expérience montre que la distribution des intervalles d'émission est la même que celle qu'on peut prévoir, en admettant que, à chaque instant, la probabilité pour que l'émission d'une particule soit observée, est indépendante du temps écoulé depuis l'émission précédente.

La figure 1 est la reproduction d'un cliché représentant une expérience. Quand les particules ne sont pas admises dans la chambre, l'image photographiée est une ligne continue, à faibles sinuosités, ne comprenant pas, en général, de crochets brusques. Deux lignes semblables sont visibles sur le cliché, elles servent de témoins. Quand les particules pénètrent dans la chambre, l'effet de chacune d'elles se traduit par un crochet à départ brusque. De tels crochets apparaissent aussi exceptionnellement sur les lignes témoins; ils sont dus à une faible activité de la chambre même, et l'on en tient compte dans la numération. Celle-ci peut être effectuée facilement et avec une

bonne précision. La figure 1 comprend huit épreuves relatives à la réception de particules dont le nombre total est environ 160 (1).

Les particules dont l'intervalle d'émission est très petit, ne se distinguent plus que par un épaississement de la ligne d'impression. Le nombre de ces particules peut, néanmoins, être connu avec une exactitude suffisante, grâce à la connaissance de la loi de distribution des intervalles et de l'intervalle moyen. Le calcul est absolument le même que celui qui permet de prévoir, pour les molécules d'un gaz, le nombre des chemins inférieurs à une grandeur donnée, connaissant la valeur du chemin moyen.

On peut aussi compter les rayons α en les recevant sur un écran au sulfure de zinc qu'on observe avec un microscope. Quand les particules sont nombreuses, l'écran offre une luminosité, en apparence continue. Mais, quand le nombre des particules est suffisamment réduit, on constate que la luminosité est un phénomène discontinu, constitué par l'apparition sur l'écran de points lumineux successifs, se produisant en des endroits variés. Ce phénomène est d'une grande beauté, il a reçu le nom de *scintillations*. Chaque point lumineux représente l'effet d'une particule α reçue par l'écran. L'observateur peut enregistrer les scintillations qu'il aperçoit et effectuer ensuite leur numération (2).

Charge d'une particule α. Charge élémentaire. — Les expériences de numération des particules α, jointes à la mesure de la charge, conduisent à la détermination de la charge d'une particule. Le nombre obtenu est d'environ $9{,}2.10^{-10}$ U. E. S. Cette valeur semble devoir être considérée comme le double de la charge élémentaire et conduirait à attribuer à celle-ci la valeur $4{,}65.10^{-10}$ U. E. S. D'autres méthodes fournissent des nombres très comparables, mais pouvant néanmoins différer de 15 pour 100 sans qu'il soit encore possible de se prononcer au sujet de la raison de ces divergences (3). On doit, d'ailleurs, admirer l'évolution scientifique qui a permis d'approcher, avec une certitude déjà si grande, de la valeur de l'atome d'électricité. Rappelons que la connaissance de la charge élémentaire conduit à celle du nombre N des molécules contenues dans une molécule-gramme de matière. Ce nombre est compris entre 6.10^{23} et 7.10^{23}.

---

(1) La figure 1 représente une des nombreuses épreuves obtenues au Laboratoire de Radioactivité de Paris (M. CURIE, *Le Radium*, 1911).

(2) BOUTARIC, *Le Radium*, 1910, p. 8.

(3) Conférence de M. Perrin; ce Recueil, p. 52.

Nombre d'ions produits par une particule. Émission d'hélium et d'émanation par le radium. Dégagement d'énergie sous forme de rayons α. — Grâce à la possibilité de numération directe des rayons α, divers résultats importants ont été obtenus. On a pu déterminer le nombre d'ions produits par une particule le long de son parcours dans l'air. Ce nombre n est d'environ 160 000 ions pour les rayons du polonium dont le parcours p est voisin de 4^{cm}. Pour d'autres valeurs de p, on trouve que n n'est pas proportionnel, mais varie moins rapidement que p. Ceci résulte de cette circonstance que le pouvoir ionisant d'un faisceau de rayons α parallèles ne reste pas constant le long du parcours, mais augmente à mesure qu'on s'éloigne de la source, de manière à atteindre, vers la fin du parcours, une valeur maximum, suivie d'une décroissance rapide.

On peut compter le nombre des particules α, émises en une seconde par 1^g de radium pur, et exempt de ses dérivés : émanation et divers constituants du dépôt actif. Ce nombre est égal à $3,4.10^{10}$. Quand l'émanation et le dépôt actif à évolution rapide accompagnent le radium, trois autres faisceaux de rayons α sont émis respectivement par l'émanation, par le radium A et par le radium C. Quand l'équilibre radioactif est atteint pour ces produits de l'évolution, c'est-à-dire quand leurs proportions au radium sont devenues stationnaires, le même nombre de particules est émis en moyenne, par unité de temps, dans chaque faisceau, soit $3,4.10^{10}$ particules par seconde. Cela tient à ce que, pour chacune des quatre substances, le nombre d'atomes détruits par unité de temps est le même, l'état d'équilibre entre le radium et ses descendants en ligne directe exigeant qu'à chaque atome détruit de l'un d'entre eux corresponde un atome formé au détriment d'un de ceux qui composent la substance immédiatement précédente dans l'ordre de filiation.

Sachant que 1^g de radium en équilibre radioactif avec l'émanation et les corps A, B et C produit par seconde $13,6.10^{10}$ atomes d'hélium, gaz monoatomique, et connaissant le nombre N des molécules contenues dans 1 molécule-gramme, on peut calculer le poids et le volume de l'hélium produit pendant une année. Le nombre calculé, 158^{mm^3} d'hélium par gramme de radium et par an, est en très bon accord avec le nombre déterminé par l'expérience.

La quantité d'émanation qui est en équilibre radioactif avec 1^g de radium se nomme un *curie*. Le volume d'un curie d'émanation peut être calculé en admettant que $3,4.10^{10}$ atomes d'émanation sont formés par seconde dans 1^g de radium, comme résidus d'autant d'atomes

de radium ayant émis des particules α, et que la vie moyenne de l'émanation est $\theta = 4,82.10^5$ sec. On trouve ainsi, pour un curie d'émanation, un volume de $0^{mm^3},6$ tout à fait conforme à ce qu'indique l'expérience.

L'énergie d'émission totale des quatre faisceaux de rayons α considérés peut aussi être calculée. Elle est égale, pour chaque faisceau, à $3,4.10^{10} \frac{mv^2}{2e} e$, où $e = 9,3.10^{-10}$ U. E. S.; le rapport $\frac{mv^2}{e}$ est connu par la mesure de la déviation électrostatique. Le nombre trouvé équivaut à un dégagement d'environ 127 calories par gramme de radium et par heure, et l'on constate que l'énergie cinétique des rayons α représente la plus grande partie de l'énergie totale dégagée par le radium, laquelle est comprise entre 130 et 140 calories.

Énergie d'une particule α. Conditions de mouvement. — Nous avons vu que les rayons α se manifestent par des effets très frappants et relativement faciles à observer. C'est là une conséquence de ce fait que l'énergie d'émission d'une particule est considérable.

Cette énergie w, calculée par la formule

$$w = \frac{mv^2}{2e} e,$$

en utilisant la mesure de la déviation électrostatique et de la charge, est égale à $1,3.10^{-5}$ erg pour un rayon α du radium C. La chute de potentiel V, dont il faut disposer pour communiquer à une charge e l'énergie, w est $\frac{w}{e}$; d'où l'on déduit, dans le cas actuel, $V = 4,2.10^6$ volts. La réalisation d'une différence de potentiel semblable dans un espace de dimensions atomiques correspond à une intensité de champ électrique qui est complètement en dehors des moyens d'action dont nous disposons.

En raison de son énergie, une particule α jouit d'une stabilité de mouvement si grande qu'elle peut poursuivre son chemin sensiblement en ligne droite dans un milieu matériel, malgré les chocs contre les molécules composant ce milieu. Dans un gaz, les rencontres sont accompagnées d'ionisation, et un calcul approximatif du nombre des chocs indique qu'ils sont presque toujours efficaces, de sorte qu'une molécule rencontrée est presque toujours ionisée. On est d'ailleurs amené à supposer que, lors du choc, la particule α passe au travers des molécules rencontrées tant que sa vitesse est suffisante pour cela; il paraît, en effet, difficile d'expliquer autrement la conservation de la trajectoire rectiligne dans plus de 100000 chocs successifs.

L'action perturbatrice de la matière traversée sur le mouvement des particules peut néanmoins être observée. Elle se traduit par la diminution progressive de la vitesse et par la déformation de la trajectoire. La diminution de la vitesse a lieu régulièrement le long du trajet; la plus petite valeur qu'on ait pu mesurer, à une distance de 2^{mm} ou 3^{mm} seulement de la fin du parcours, est environ $5,5.10^8$ cm : sec; elle est comparable à celle qu'on obtient avec les rayons positifs des ampoules à vide.

La déformation des trajectoires est, en général, un phénomène progressif. Le passage au travers d'une couche de matière d'épaisseur donnée détermine un certain épanouissement d'un faisceau de rayons primitivement étroit et cylindrique; cet épanouissement mesure le *pouvoir dispersif* de la matière. Celui-ci est une fonction croissante du poids atomique et croît de plus, très rapidement, à mesure que la vitesse diminue (en raison inverse de v^3 approximativement). La dispersion semble consister en une déformation des trajectoires isolées, consistant en une série de petites déviations, produites à chaque choc et distribuées en grandeur et en direction suivant la loi du hasard. Mais, en dehors de ce phénomène, on observe de temps en temps des déviations considérables, rejetant les particules du faisceau primitif; la fréquence de ces déviations est plus grande que celle qui peut être prévue d'après les lois de probabilité. Il semble donc nécessaire d'admettre que certaines rencontres, relativement rares, intéressent une région profonde de l'atome et occasionnent des déviations exceptionnelles, tandis que, dans la grande majorité des rencontres, la région périphérique de l'atome intervient seule, avec un effet beaucoup plus modéré. Il pourrait en être de même en ce qui concerne le changement de vitesse en grandeur; certaines particules pourraient, dans des chocs exceptionnels, perdre la plus grande partie de leur énergie cinétique.

RAYONS *a*.

Les rayons *a* résultent du recul de certains atomes radioactifs de grande masse lors de l'expulsion d'une particule α. Nous avons vu que la vitesse et l'énergie d'une particule *a* sont environ 50 fois plus petites que celles d'une particule α. En raison de leur vitesse initiale relativement faible et de leur grande masse, les particules *a* ont un pouvoir pénétrant très faible et se trouvent absorbées dans l'air après un parcours de $0^{mm},1$ seulement.

L'étude des rayons *a* étant récente, n'est encore que peu avancée;

des résultats importants ont cependant déjà été acquis. On doit envisager l'existence de vingt groupes de rayons *a* correspondant aux vingt groupes connus de rayons α. Plusieurs de ces rayonnements ont pu, en effet, être mis en évidence. Les études les plus précises sont relatives à la projection d'atomes de radium B.

Les divers groupes de rayons *a* ne doivent pas être considérés comme aussi semblables entre eux que les groupes de rayons α. En effet, ce n'est pas seulement par la vitesse d'émission qu'ils diffèrent entre eux, mais aussi par la masse et la nature des atomes projetés. Les rayons *a* portent, en général, une charge positive qu'ils peuvent encore conserver quelque temps, après avoir perdu leur vitesse dans les chocs contre les molécules du gaz qu'ils rencontrent. Les particules *a* ainsi absorbées ou arrêtées dans l'air, diffusent au sein de celui-ci; grâce à leur charge, elles peuvent, à cet état, être entraînées par un champ électrique vers une électrode chargée négativement sur laquelle elles viennent se déposer. Il n'est donc pas absolument nécessaire d'opérer dans le vide pour recueillir sur une lame les atomes *a* projetés par une substance radioactive placée en face; le même résultat peut être obtenu dans l'air sous la pression atmosphérique à l'aide d'un champ électrique d'intensité suffisante. Mais, tant que les rayons *a* n'ont pas perdu leur vitesse, ils sont très peu sensibles à l'action du champ; émis dans le vide, ils sont reçus et absorbés par une lame interposée sur leur trajet.

La méthode qui consiste à préparer une substance radioactive en la recueillant à l'état de particules *a*, dans l'air ou dans le vide, est devenue d'application courante et a permis de découvrir des corps radioactifs nouveaux. C'est ainsi qu'ont été découverts le thorium D et l'actinium D. On peut obtenir, par cette méthode, la substance projetée à l'état très pur avec un très bon rendement.

On a pu montrer que les rayons *a* possèdent dans l'air un parcours *p* assez bien déterminé. Ce parcours varie en raison inverse de la pression. Il est, par exemple, pour le radium B, de 9^{mm} dans l'air à la pression de 1^{cm} de mercure, et n'atteindrait, par conséquent, que $0^{mm},12$ dans l'air sous la pression normale. Le parcours observé dans l'hydrogène est environ six fois plus grand. Il a aussi été possible de prouver que les rayons *a* sont capables de traverser une couche très mince d'argent dont l'épaisseur limite est de l'ordre de grandeur prévu d'après le rapport des densités de l'argent et de l'air [1].

---

[1] WERTENSTEIN. *Le Radium*, 1910 et 1912.

Les rayons a possèdent le pouvoir ionisant, ainsi qu'on a pu le montrer en étudiant dans l'air, sous pression réduite, l'ionisation produite par une lame portant du radium C. On constate, dans le voisinage immédiat de la lame, une ionisation intense qui correspond à un rayonnement très absorbable et insensible à l'action d'un champ magnétique modéré. Cette ionisation, qui s'ajoute à celle des rayons α du radium C, a été attribuée aux rayons a constitués par la projection d'atomes de radium D résultant de la transformation du radium C. Le même phénomène a été observé sur l'ionisation produite par une lame portant du polonium; les rayons a ionisants sont, en ce cas, constitués par les atomes projetés qui dérivent du polonium et représentent le terme final de l'évolution du radium; ce sont probablement des atomes de plomb. Le nombre total d'ions pouvant être produits par les rayons a est environ 300 fois plus petit que celui des ions créés par les rayons α correspondants.

Les atomes RaB projetés par le radium A ont été étudiés dans un champ magnétique et dans un champ électrique. L'expérience, faite dans le vide, a montré que, pour ces rayons, le rapport $\frac{e}{m}$ est approximativement celui qui convient à un atome de poids atomique d'environ 200, portant la charge élémentaire. Ces expériences manquent encore de précision, elles sont cependant conformes à la théorie de production de radium B à partir du radium, par retrait de trois particules α. La vitesse des atomes projetés a été trouvée égale à 3.10^7 cm : sec; elle est de l'ordre de grandeur prévu par la théorie du recul [1].

L'énergie des rayons a est environ 2 pour 100 de celle des rayons α correspondants. C'est dans cette proportion qu'elle contribue au dégagement d'énergie total d'un corps complexe comme le radium. La charge des rayons a est, au contraire, du même ordre de grandeur que celle des rayons α correspondants et peut intervenir dans les mesures de celle-ci.

Les particules a qui ont été arrêtées dans le gaz s'y comportent, tant qu'elles n'ont pas perdu leur charge, comme des ions positifs et l'on peut mesurer, comme pour ceux-ci, leur mobilité dans un champ électrique; les nombres trouvés sont de l'ordre de grandeur prévu pour des ions de grande masse.

---

(1) Russ et Makower, *Phil. Mag.*, II, 1910, p. 875.

RAYONS β.

Rapport de la charge à la masse, vitesse et énergie. — Les rayons β ont été assimilés, dès le début des recherches sur les corps radioactifs, à des rayons cathodiques de vitesse considérable. Cette hypothèse s'est montrée conforme à la réalité. Il n'existe pas de discontinuité entre les rayons cathodiques et les rayons β dans l'ordre des vitesses. Le rayonnement des corps radioactifs comprend des rayons β de vitesse très variée, dont les plus lents sont tout à fait comparables à des rayons cathodiques et les plus rapides ont une vitesse très voisine de celle de la lumière.

L'étude des rayons β est restée en relation étroite avec les théories électromagnétiques modernes. La mesure de la déviation magnétique et de la déviation électrique a permis de déduire la valeur du rapport $\frac{e}{m}$ et celle de la vitesse. Il est bien établi actuellement que le rapport $\frac{e}{m}$ pour les électrons en mouvement (rayons cathodiques et rayons β) est une fonction de la vitesse seulement, et décroît quand la vitesse augmente. Pour des vitesses faibles, ce rapport prend une valeur limite

$$\frac{e}{m_0} = 1,75.10^7 \text{ U. E. M.}$$

Pour des vitesses plus grandes, que nous pouvons évaluer en fraction ρ de la vitesse de la lumière, le rapport $\frac{e}{m}$ peut être calculé d'après la formule de Lorentz

$$\frac{e}{m} = \frac{e}{m_0}\sqrt{1-\rho^2}. \tag{3}$$

D'après cela, le rapport diminue à mesure que ρ augmente. On admet généralement que la charge e de l'électron reste invariable et égale à la charge élémentaire, mais que la masse est une fonction croissante de la vitesse, conformément aux conceptions de la théorie électromagnétique du mouvement de particules chargées [1]. D'après ces conceptions, la masse, considérée comme coefficient d'inertie, est d'origine électromagnétique; elle résulte de la nécessité de fournir de l'énergie à la particule, afin de produire la modification de champ électromagnétique qui accompagne le changement de vitesse.

Pour de faibles valeurs de ρ ($\rho < 0,05$), l'excès d'énergie dû à l'état de mouvement de l'électron est, avec une grande approximation, proportionnel au carré de la vitesse et peut se mettre sous la forme

[1] Conférence de M. Langevin (ce Recueil, p. 999).

$\frac{m_0 v^2}{2}$, où m_0 est la masse limite constante, définie par la Mécanique. Mais, quand ρ augmente, cette loi simple ne se vérifie plus, et l'énergie w, qui correspond au mouvement de l'électron avec une vitesse $v = \rho c$, où c est la vitesse de la lumière, est alors de la forme

$$w = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\rho^2}} - 1 \right). \tag{4}$$

La quantité w tend vers zéro avec ρ; elle est proportionnelle à ρ^2 pour de petites valeurs de ρ, augmente ensuite de plus en plus rapidement et tend vers une valeur infinie quand ρ tend vers l'unité, c'est-à-dire quand la vitesse v de l'électron se rapproche de la vitesse c de la lumière.

Si, dans ces conditions, on maintient la définition de la masse par les équations du mouvement intrinsèque de la particule, il y a lieu d'envisager une *masse longitudinale*, relative à l'accélération tangentielle, et une *masse transversale*, relative à l'accélération normale. C'est cette dernière qui intervient dans les expériences sur la déviation magnétique ou électrique des particules chargées. Elle est donnée par la relation

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\rho^2}},$$

qui conduit à la formule (3) pour la valeur du rapport $\frac{e}{m}$.

Les études faites avec les rayons cathodiques et les rayons β sont en bon accord avec la théorie, de sorte que les formules (3) et (4) de Lorentz peuvent être considérées comme vérifiées par l'expérience. C'est là un fait de grande importance au point de vue théorique, car il sert de base à une modification des principes fondamentaux de la Mécanique.

Le Tableau II indique comment varient la masse transversale m, l'énergie cinétique w et la quantité de mouvement q avec la vitesse de la particule.

TABLEAU II.

ρ	0	0,01	0,1	0,25	0,5	0,75	0,9	0,99	0,999
$\frac{m}{m_0}$	1	1,00005	1,005	1,032	1,155	1,513	2,3	7,08	22,4
w	0	$3,8.10^{-11}$	$3,8.10^{-9}$	$2,5.10^{-8}$	$1,2.10^{-7}$	$4,0.10^{-7}$	$1,0.10^{-6}$	$4,7.10^{-6}$	$1,6.10^{-5}$
q	0	»	$2,6.10^{-18}$	»	»	»	$5,3.10^{-17}$	»	$5,7.10^{-16}$

La valeur de l'énergie w a été calculée en ergs à l'aide de la formule (4) ainsi modifiée

$$w = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\rho^2}} - 1 \right) = \frac{ec^2 \left(\frac{m}{m_0} - 1 \right)}{\frac{e}{m_0}},$$

en posant $\frac{e}{m_0} = 1,75.10^7$ U. E. M. et $e = 1,5.10^{-20}$ U. E. M.

La quantité de mouvement q a été calculée par la relation

$$q = mv = \frac{ec}{\frac{e}{m_0}} \rho \frac{m}{m_0}.$$

On voit que, pour $\rho = 0,1$, la masse m ne diffère encore que de 0,5 pour 100 de m_0, et que, pour une vitesse ne différant que de un millième de celle de la lumière, la masse n'est encore augmentée que dans un rapport de 20 environ. On sait, d'ailleurs, que le rapport $\frac{e}{m_0} = 1,75.10^7$ U. E. M., avec une valeur de e égale à la charge élémentaire, correspond à une masse qui est 1800 fois plus petite que celle d'un atome d'hydrogène.

On peut en conclure que, même pour les rayons β de très grande vitesse, $\rho = 0,999$, la masse reste très petite par rapport à celle d'un atome d'hydrogène ou d'une particule α. L'énergie d'une particule α étant d'environ 10^{-5} erg et sa quantité de mouvement d'environ 6.10^{-15} unité, on voit que c'est seulement pour $\rho > 0,99$ que l'énergie d'un électron peut égaler et surpasser celle de la particule α. Mais la quantité de mouvement croît moins vite et, pour $\rho = 0,999$, elle est encore dix fois plus petite que celle d'une particule α. En ce qui concerne les vitesses observées jusqu'à présent pour les rayons β, la valeur $\rho = 0,999$ est une limite supérieure et, pour la plupart des rayons, ρ est compris entre 0,3 et 0,9. Ainsi, une particule β possède, en moyenne, beaucoup moins d'énergie et de quantité de mouvement qu'une particule α. Ces considérations expliquent pourquoi l'observation de l'effet d'une seule particule est, dans bien des cas, plus difficile pour les rayons β que pour les rayons α. Cela est vrai, en particulier, pour les méthodes de numération décrites plus haut; on n'a pas encore pu les appliquer aux rayons β qui ne produisent pas de scintillations assez marquées ni d'ions assez nombreux. On comprend aussi qu'il soit difficile d'observer la projection radioactive par recul lors de l'émission des rayons β.

Il faut néanmoins remarquer que les propriétés des rayons corpus-

culaires dépendent non seulement de l'énergie, mais aussi de la vitesse et des dimensions des particules. C'est ainsi qu'on peut expliquer ce fait qu'à énergie moindre, les rayons β peuvent être plus pénétrants que les rayons α. Les rayons β rapides du radium peuvent traverser une épaisseur d'aluminium d'environ 7^{mm}, tandis que les rayons α traversent, au maximum, une épaisseur de $0^{mm},03$. Mais, à vitesse égale, les rayons α ont, au contraire, un pouvoir pénétrant plus grand que celui des rayons β; les rayons α du radium C traversent facilement une lame d'aluminium de $0^{mm},01$ d'épaisseur, tandis que, aux rayons cathodiques de même vitesse, une lame pareille est absolument opaque.

Passage de rayons β au travers de la matière. — L'émission de rayons β et leur passage au travers de la matière se présentent comme des phénomènes très complexes. Nous avons vu qu'une substance radioactive simple émet un seul groupe de rayons α ayant tous la même vitesse initiale. Une telle substance peut, au contraire, émettre des rayons β de vitesses différentes. L'emploi d'un champ magnétique permet cependant d'isoler un faisceau étroit de rayons β de même vitesse. Quand un faisceau semblable traverse une lame d'une matière quelconque, il éprouve une diffusion d'autant plus importante que la lame est plus épaisse et que le faisceau est plus lent. En même temps, les rayons subissent une certaine perte de vitesse. Il ne semble pas exister, en ce cas, un parcours limite aussi bien défini que celui qu'on observe pour les rayons α; il existe plutôt un parcours moyen, les chemins parcourus par les diverses particules pouvant probablement être très différents.

En raison de leur grande vitesse, la perte de vitesse lors du passage d'une épaisseur donnée de matière est, en général, relativement beaucoup plus faible pour les rayons β que pour les rayons α. Ainsi, une lame d'aluminium d'épaisseur $0^{mm},01$ suffit pour réduire de 10 pour 100 la vitesse des rayons α du radium C, laquelle est d'environ 2.10^9 cm : sec, et la diminution proportionnelle croît encore rapidement à mesure que la vitesse diminue. Dans les mêmes conditions, la réduction de vitesse n'est que de 1 pour 100 pour des rayons β pour lesquels $\rho = 0,7$ et de 4 pour 100 quand $\rho = 0,5$.

Le pouvoir ionisant des rayons β est une fonction de la vitesse et semble varier approximativement en raison inverse du carré de celle-ci pour des vitesses variant dans des limites assez étendues. Le nombre d'ions produits par centimètre de parcours dans l'air sous la pression

atmosphérique est d'environ 50 pour un rayon β de grande vitesse. Le nombre total des ions produits en moyenne par une telle particule est de l'ordre de 12 000. Un rayon cathodique de vitesse moyenne ($\rho = 0,5$) possède au début un pouvoir ionisant environ vingt fois plus grand, mais le parcours moyen étant beaucoup plus petit que dans le cas précédent, le nombre total des ions produits en moyenne par une particule ne dépasse pas quelques centaines.

L'absorption des rayons β par la matière peut être envisagée de deux manières. Le procédé le plus simple au point de vue expérimental consiste à mesurer l'ionisation produite dans des conditions déterminées et voir comment elle varie par suite de l'interposition d'écrans absorbants sur le trajet des rayons. On trouve dans un grand nombre de cas que le rayonnement est absorbé suivant une loi exponentielle

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_0 e^{-\mu x}, \tag{5}$$

où $\mathcal{I}_0$ est l'intensité initiale, $\mathcal{I}$ l'intensité après le passage au travers de l'épaisseur x d'un écran, et μ un coefficient constant, nommé *coefficient d'absorption;* ce coefficient varie en raison inverse de la densité de la matière absorbante. La loi exponentielle indiquée se vérifie souvent avec une grande approximation, mais elle n'a pas d'interprétation simple. Elle était considérée comme caractéristique d'un rayonnement homogène, mais cette manière de voir ne semble pas pouvoir être maintenue. Il est cependant certain que le coefficient d'absorption varie avec la vitesse des rayons et croît rapidement quand celle-ci diminue. L'ionisation produite par les rayons dans un espace déterminé est un phénomène complexe : elle dépend de leur nombre et de leur pouvoir ionisant; elle est de plus influencée par la dispersion des rayons, laquelle est un phénomène très important qui a lieu quand les rayons traversent un écran ou quand ils rencontrent une paroi solide.

Au lieu de mesurer l'ionisation, on peut chercher comment varie le nombre des rayons quand ceux-ci traversent des écrans solides. N'ayant pas encore de bon procédé de numération directe, on ne peut juger du nombre de rayons que par la charge totale qu'ils communiquent à une électrode qui les absorbe complètement. Cette charge négative peut être mesurée dans le vide, au moyen d'un dispositif convenable éliminant l'effet de l'ionisation du gaz résiduel et celui des électrons lents dont la présence est un phénomène très général. En étudiant comment varie la loi de diminution de la charge en fonction de l'épaisseur de matière traversée x, on retrouve la loi

exponentielle exprimée dans la formule (5). Il semble donc que l'absorption consiste en une diminution réelle du nombre des particules β, conformément à la loi exponentielle, caractérisée par le coefficient μ. Celui-ci peut, en ce cas, être considéré comme représentant l'*inverse du parcours moyen des rayons* dans la matière absorbante. Ainsi l'on trouve que, dans l'air, le coefficient d'absorption des rayons β rapides est environ $0^{cm},004$ et le parcours correspondant est $2^{m},50$. Le parcours moyen dans l'aluminium est voisin de 1^{mm}, mais les rayons peuvent être observés jusqu'à une épaisseur d'environ 7^{mm}.

Émission des rayons β. *Groupes homogènes.* — Divers corps radioactifs donnent naissance à des rayons β et les vitesses observées peuvent être très différentes. Certaines substances n'émettent que des rayons relativement lents, $\rho < 0,5$; d'autres émettent aussi des rayons pour lesquels β dépasse la valeur 0,9.

Le rayonnement β d'une même substance comprend des rayons de vitesses variées. Ceux-ci sont généralement distribués en groupes de rayons homogènes, chaque groupe étant caractérisé par une vitesse d'émission déterminée. Dans un champ magnétique, ces groupes sont séparés; en utilisant une source linéaire et un dispositif approprié très usuel, on peut obtenir une impression radiographique composée de bandes fines et étroites correspondant aux divers faisceaux. En outre de ces bandes, on peut remarquer, dans certains cas, la présence de bandes plus larges qui n'ont pu être décomposées jusqu'à présent [1].

Certaines substances ont un rayonnement relativement simple. Ainsi, dans la famille du thorium, on n'a trouvé que deux groupes de rayons β pour le thorium X ($\rho = 0,51$ et $\rho = 0,47$), deux groupes de même pour le thorium B ($\rho = 0,72$ et $\rho = 0,63$). Mais, dans la même famille, le mésothorium 2 émet un rayonnement très complexe, composé de sept groupes pour lesquels ρ varie entre 0,37 et 0,66 et d'une bande non séparée correspondant à $\rho > 0,7$.

Le rayonnement β dans la famille du radium est peut-être encore plus compliqué. Des groupes de rayons lents sont émis par le radium lui-même et par le radium D; le radium E donne lieu à une émission de rayons dont la vitesse initiale varie entre certaines limites. Enfin, les corps B et C réunis émettent un rayonnement composé d'environ vingt-cinq groupes séparés, pour lesquels ρ varie entre 0,36 et une valeur voisine de 0,99.

---

[1] Hahn, Baeyer et Meitner, *Phys. Zeits.*, 1912, p. 264. — Dauysz, *Le Radium*, 1912, p. 1.

Les intensités relatives des divers faisceaux offrent de très grandes différences. Sur les clichés radiographiques obtenus, certains faisceaux sont à peine visibles, tandis que d'autres sont accusés par des bandes très intenses.

Ces résultats, obtenus assez récemment, ont prouvé qu'il n'était guère possible de maintenir l'hypothèse d'après laquelle une substance simple ne peut émettre qu'un groupe homogène de rayons α ou de rayons β, toute complexité de rayonnement indiquant une complexité de nature chimique. Il semble difficile, en effet, de faire correspondre aux divers faisceaux autant de substances différentes connues ou inconnues.

Signalons, de plus, ce fait important que la charge totale transportée par les rayons β du radium B et du radium C correspond à un nombre de particules qui, au total, n'est pas élevé. Il résulte des mesures que, pour une particule α émise par le radium C, il y a probablement une particule β seulement émise par le radium B et une émise par le radium C. Autrement dit, la décomposition d'un atome entraînerait dans ce cas l'émission d'une particule β seulement, mais celle-ci peut avoir une vitesse d'émission variable d'une manière discontinue. Il y a là un fait extrêmement particulier.

Il semble que la théorie des transformations radioactives doive être modifiée pour être mise en accord avec les caractères de l'émission β. On pourrait, par exemple, penser que les divers groupes de rayons sont dus à cette circonstance que la transformation d'un atome peut avoir lieu de différentes manières et aboutir cependant au même produit final. Si le nombre des particules émises est grand, on obtiendra un effet statistique de présence simultanée de rayons de différente vitesse. Certains faits actuellement connus conduisent déjà à concevoir la possibilité de bifurcations dans la chaîne de filiation des atomes d'une famille. Ainsi, l'actinium est considéré comme un produit se formant en petite proportion en même temps qu'un des corps de la famille Uranium-Radium-Polonium, au cours d'une transformation qui peut avoir lieu de deux manières distinctes et avec des proportions différentes des deux espèces d'atomes formés.

D'autres faits suggèrent des explications analogues : l'émission de deux groupes de rayons α non séparés par le thorium C qu'on suppose composé de deux corps C_1 et C_2 sans que cette explication soit la seule possible : la transformation complexe du radium C qui semble s'expliquer à l'aide d'une hypothèse de transformation multiple, etc. Cependant, dans le cas de l'émission β du radium B et du

radium C, la transformation multiple qu'on doit invoquer paraît extrêmement compliquée.

Une autre hypothèse a été proposée. Elle consiste à admettre que les particules β d'une substance simple sont émises avec une même vitesse primitive à l'intérieur de l'atome, mais que, en quittant celui-ci, elles peuvent avoir à subir des pertes d'énergie brusques qui entraînent des diminutions de vitesse déterminées. La perte d'énergie pourrait être en relation avec l'émission de rayons γ. On a remarqué que les énergies des particules β émises par le radium C diffèrent entre elles de quantités qui peuvent se mettre sous la forme $pa + qb$, où a et b sont des éléments d'énergie et p et q des nombres entiers. Les éléments a et b pourraient représenter les quantités d'énergie dépensées dans l'émission de pulsations électromagnétiques de deux espèces [1].

RAYONS γ.

Absorption. Émission de rayons secondaires. — Les rayons γ de corps radioactifs ont été surtout étudiés d'abord au point de vue de leur pouvoir pénétrant. Ils sont émis dans diverses transformations radioactives qui comportent aussi l'émission de rayons β. Il n'existe pas de relation simple entre l'intensité relative des rayons β et γ d'une même substance, mais on peut remarquer que des rayons γ très pénétrants sont émis en même temps que des rayons β de très grande vitesse. L'absorption des rayons γ par la matière a lieu suivant une loi exponentielle, conformément à la formule (5). Le coefficient d'absorption μ' est, dans le cas des rayons γ du radium C, environ cent fois plus petit que le coefficient μ observé pour les rayons β rapides de la même substance; il varie, comme ce dernier, en raison inverse de la densité de la matière absorbante.

En raison de leur grand pouvoir pénétrant, les rayons γ sont utilement employés pour le dosage de petites quantités de radium, par comparaison avec des étalons de radium convenablement préparés.

Les rayons γ, en traversant la matière, donnent lieu à une émission secondaire de rayons β; ce phénomène est analogue à la production de rayons cathodiques par les rayons Rœntgen. Ces rayons β secondaires ont un pouvoir pénétrant qui correspond à une vitesse d'émission assez élevée, égale, par exemple, à la moitié de la vitesse de la lumière. Les rayons γ primaires donnent aussi naissance à la production de rayons secondaires du genre γ.

---

(1) Rutherford, *Phil. Mag.*, 2 II, 1912, p. 453.

Nature des rayons γ. — La nature des rayons γ est un problème de grand intérêt théorique. Il paraît certain que leur émission est liée à celle des rayons β, mais cette relation nous est encore très peu connue.

On a proposé de considérer les rayons γ comme de brusques perturbations ou *pulsations* électromagnétiques se propageant avec la vitesse de la lumière et prenant naissance lors d'une variation brusque dans la vitesse des rayons β, quand ceux-ci sont émis par des atomes radioactifs ou absorbés par des atomes quelconques. A une très courte durée de ce phénomène correspond une épaisseur très faible de la pulsation et un pouvoir pénétrant très grand du rayonnement qu'elle représente. Inversement, le passage d'une pulsation sur un atome de matière absorbante peut déterminer l'émission d'un rayon β par cet atome. Cette théorie s'applique aussi à la production de rayons X lors de l'arrêt des rayons cathodiques sur l'anticathode et à la production de rayons cathodiques secondaires lors de l'absorption des rayons X par la matière. Les phénomènes, dits de polarisation, observés sur l'émission de rayons X, viennent à l'appui de la théorie. Celle-ci a reçu récemment une nouvelle confirmation par les expériences sur la transmission de rayons X au travers de cristaux. L'expérience montre qu'en dehors de rayons secondaires genre cathodique, les rayons X peuvent aussi exciter dans la matière la production de rayons secondaires semblables à eux-mêmes, mais caractéristiques des atomes qui les émettent. Quand la matière est cristallisée, cette émission donne lieu à des phénomènes qui mettent en évidence la structure régulière du réseau cristallin et qui peuvent s'interpréter comme des phénomènes d'interférence déterminés par le caractère de périodicité du rayonnement secondaire [1].

La difficulté principale à laquelle se heurte la théorie est la suivante : Quand un rayon cathodique produit une pulsation, celle-ci emporte une quantité d'énergie qui ne peut dépasser l'énergie primitive du rayon qui lui a donné naissance. Si la pulsation se propage à partir du centre d'émission en s'épanouissant, son énergie, répandue dans un volume croissant, devient nécessairement insuffisante pour déterminer l'émission d'un rayon secondaire β de vitesse comparable à celle du rayon primaire. La même difficulté existe pour les rayons γ. Elle se présente aussi, sous une autre forme, dans l'explication de certains phénomènes produits par la lumière.

En ce qui concerne les rayons γ, en particulier, le nombre de

---

(1) LAUE, FRIEDRICH et KNIPPING. *Berichte d. K. Bayerischen Akademie*, 1912.

rayons β qu'ils peuvent produire est, d'après les expériences, au moins égal au nombre des rayons β primaires émis simultanément avec les rayons γ.

Ces considérations obligent de plus en plus à attribuer aux rayons γ une sorte d'individualité permettant de parler *d'un rayon* γ comme on parle d'un rayon α, ou d'un rayon β. On dira, par exemple, qu'un rayon γ peut céder son énergie à un atome de matière et déterminer l'émission d'un rayon β secondaire.

Il semble qu'on soit ainsi conduit à attribuer aux rayons γ une nature corpusculaire, ainsi que cela a déjà été proposé. Mais, d'autre part, l'expérience révèle une périodicité dans la nature des rayons X dont la théorie est très probablement la même que celle des rayons γ. Pour pouvoir conserver l'interprétation sur une base électromagnétique, il serait nécessaire d'admettre que la perturbation est émise sous forme linéaire dans un tube de section extrêmement petite, ne s'épanouissant guère lors de la propagation. Il reste à voir si la théorie électromagnétique peut s'adapter à l'idée d'une direction d'émission aussi nettement privilégiée, qui coïnciderait nécessairement avec la direction du mouvement de la particule β au moment de l'arrêt.

La production de rayons γ par la matière soumise à l'action de rayons β a été observée. Néanmoins, ce phénomène est peu important par rapport à l'émission de rayons γ primaires. On peut penser que les régions de l'atome intéressées dans la production de rayons β et γ primaires sont plus profondes et plus favorables à la production de rayons γ que celles qui interviennent dans l'absorption des rayons et dans la formation de rayons secondaires.

On a réussi à observer récemment les fluctuations dans l'émission de rayons γ. De telles fluctuations doivent exister, puisque l'émission consiste en phénomènes élémentaires dont chacun correspond à la transformation d'un atome. Mais l'importance des fluctuations ne doit pas être la même, selon qu'on considère un phénomène élémentaire comme une ou plusieurs pulsations qui subissent un épanouissement à mesure qu'elles s'éloignent de la source, ou comme un ou plusieurs rayons rectilignes de nature corpusculaire ou électromagnétique. On peut donc espérer que l'étude des fluctuations donnera des renseignements sur la région de l'espace intéressée par une émission γ isolée [1].

Dans la mesure où l'on considère les rayons γ comme des entités,

---

[1] E. Meyer, *Annalen d. Physik*, 1912.

on peut leur attribuer un parcours moyen, déduit de la valeur de leur coefficient d'absorption. On trouve ainsi, pour les rayons γ du radium C dans l'air, un parcours moyen de 250^m. Le pouvoir ionisant des rayons γ est bien moindre que celui des rayons β, mais le nombre total des ions produits par les rayons γ et les rayons β du radium C est probablement du même ordre dans les deux cas. Il semble aussi que les rayons γ ionisent comme les rayons X, principalement par l'intermédiaire des rayons β secondaires qu'ils émettent.

Dans l'émission de chaleur par le radium, les rayons β et les rayons γ interviennent pour des parts très comparables. Tout porte à croire que ce sont deux formes d'énergie pouvant se convertir l'une dans l'autre et ayant des rôles à peu près équivalents.

*
* *

Je terminerai par quelques considérations générales relatives au rayonnement des corps radioactifs.

Nous remarquons que, dans tous les cas, nous avons affaire à des phénomènes discontinus dans le temps et l'espace. La discontinuité dans le temps est mise en évidence par les fluctuations de l'émission; la discontinuité dans l'espace par les effets isolés dus à des rayons individuels.

Une très belle illustration de cette deuxième discontinuité est fournie par des expériences récentes qui consistent à observer le trajet des rayons dans la vapeur d'eau sursaturée; la trajectoire est révélée et rendue visible par une file de gouttelettes formées sur les ions distribués le long du parcours. Les rayons α et β sont directement visibles; les rayons γ manifestent leur présence par les rayons β secondaires qu'ils émettent.

L'émission des divers rayons est, dans tous les cas, un phénomène lié à une transformation atomique profonde, et l'émission de chaque rayon représente une dépense d'énergie déterminée. L'absorption des rayons est aussi un phénomène atomique, mais, en ce cas, la nature de l'atome n'est pas modifiée dans ce qu'elle a d'essentiel; il ne semble pas que l'absorption de rayons puisse déterminer une transformation des atomes de la matière absorbante. On constate, en particulier, que les constantes radioactives qui caractérisent la vitesse de transformation sont, avec une grande approximation, indépendantes de la concentration de la substance active, c'est-à-dire de l'intensité du rayonnement absorbé par celle-ci. Ce fait a été vé-

rifié, dans de larges limites de concentration, pour l'émanation du radium.

L'action de la matière consiste à dévier les rayons qui la traversent et à les ralentir, en leur empruntant de l'énergie. Une théorie approchée de ce phénomène a pu être faite pour les rayons α et β, en admettant qu'il y a action réciproque entre les charges électriques contenues dans l'atome et celles portées par les rayons. L'effet produit dépend de la constitution de l'atome au point de vue électrique. On admet généralement que chaque atome se compose d'une charge positive et d'un certain nombre ν d'électrons sur la distribution desquels il faut faire des hypothèses. On peut ainsi prévoir le changement de vitesse des rayons et le degré de dispersion, et, en comparant les résultats du calcul à l'expérience, on peut déduire la valeur du nombre ν. On a été ainsi conduit, de divers côtés, à obtenir pour ν des nombres qui sont du même ordre que le poids atomique. Il est cependant probable que les électrons intéressés dans les phénomènes d'absorption sont des électrons périphériques et que, par suite, ces phénomènes ne peuvent révéler la présence d'électrons essentiels.

Ainsi, l'étude du rayonnement des corps radioactifs se montre très féconde, qu'il s'agisse de l'émission ou de l'absorption. Ces rayons nous offrent un vaste champ d'études qui contribueront, sans aucun doute, à enrichir nos connaissances relatives à la constitution de la matière.

SUR LES

TRANSFORMATIONS RADIOACTIVES

(Conférence du 26 janvier 1912).

PAR M. A. DEBIERNE.

On sait aujourd'hui d'une manière certaine que les phénomènes étudiés à la suite de la découverte de H. Becquerel, et qui se manifestent principalement par l'émission spontanée de certains rayons (rayons α, rayons β, rayons γ) ont pour origine des modifications spéciales de la matière. Les substances qui donnent naissance à des phénomènes de radioactivité subissent des transformations profondes; on a désigné celles-ci sous le nom de *transformation radioactive*.

Deux idées directrices principales ont amené le développement actuel des théories et des recherches relatives à ces transformations. C'est en premier lieu l'idée que la propriété radioactive est une *propriété atomique*, c'est-à-dire qu'elle est liée à certains atomes et peut servir à les caractériser. Cette idée ressort d'une manière particulièrement nette des premières recherches de Mme Curie sur la mesure de l'intensité du phénomène de radioactivité dans les différents composés de l'uranium et dans les minéraux; elle a conduit à la découverte, par P. Curie et Mme Curie, de substances nouvelles fortement radioactives, le radium et le polonium, et plus tard à celle d'un grand nombre d'autres substances analogues (actinium, ionium, etc.). Elle a reçu une confirmation définitive par le travail fondamental de Mme Curie par lequel a été établi l'individualité chimique du radium, découvert par sa propriété radioactive. Les sels du nouvel élément ont été préparés à l'état pur, ses propriétés physiques et chimiques ont été reconnues distinctes de celles des autres éléments, un spectre particulier a été observé, enfin son poids atomique a été déterminé avec précision.

La seconde idée directrice a été exprimée pour la première fois dans un article publié par la *Revue générale des Sciences*, juste avant

la découverte du Radium [1], et dans lequel est discutée l'origine probable de l'énergie radioactive. Deux hypothèses sont envisagées : l'énergie radioactive peut être empruntée au milieu extérieur à la substance, elle peut aussi être fournie par la substance elle-même; dans ce dernier cas la substance active doit subir une transformation. La nature probable de cette transformation est indiquée d'une manière tout à fait précise, et différentes conséquences importantes sont indiquées peu de temps après [2]; l'énergie radioactive accompagnant toujours les atomes radioactifs, la transformation qui doit se produire est celle de ces atomes eux-mêmes. Les phénomènes de radioactivité sont donc ceux qui accompagnent la transformation des atomes; les atomes radioactifs doivent ainsi disparaître peu à peu avec le temps.

*
* *

Cette hypothèse de *transformation atomique* est à la base des théories actuelles de la Radioactivité et a reçu des vérifications expérimentales nombreuses. Elle a pris un développement très important à la suite de la découverte des phénomènes de radioactivité temporaire, qui peuvent être obtenus avec les substances actives dont l'activité semble tout à fait permanente (uranium, radium, thorium). Ces phénomènes (radioactivité induite découverte par P. Curie et Mme Curie, émanation radioactive découverte par Rutherford, etc.) se produisent dans des circonstances très variées. Par exemple, le gaz qui a été en contact avec un sel de radium, d'actinium ou de thorium, présente une radioactivité très importante et cette activité diminue plus ou moins rapidement avec le temps; au bout de quelques semaines avec le radium, de 15 minutes avec le sel de thorium, ou de 1 minute avec l'actinium, l'activité du gaz a complètement disparu. Si un objet est placé dans le gaz radioactif, il acquiert aussi une activité importante. Chacun de ces phénomènes peut être caractérisé par la nature des rayons émis et par la manière dont disparaît l'activité.

Pour expliquer les radioactivités temporaires, MM. Rutherford et Soddy ont donné une signification plus générale aux hypothèses fondamentales qui viennent d'être exposées. Dans leur théorie les phénomènes temporaires caractérisent aussi des éléments chimiques : le gaz radioactif contient un élément chimique radioactif gazeux

---

(1) Mme Curie, *Revue générale des Sciences*, 1899.
(2) Mme Curie, *Revue scientifique*, 1900.

qu'on appelle une émanation radioactive, la substance activée est recouverte d'un dépôt matériel radioactif; ces éléments chimiques sont en voie de transformation et l'énergie radioactive résulte de cette transformation. Enfin l'étude des lois d'apparition et de disparition des activités temporaires a conduit les savants anglais à supposer qu'à chaque forme d'activité temporaire correspond une substance active différente. Lorsqu'une forme de radioactivité disparaît rapidement, c'est que la substance qu'elle caractérise se transforme elle-même rapidement; lorsque l'activité d'une substance semble permanente, c'est que la transformation est très lente. Pour l'uranium et le radium la proportion de matière transformée n'est pas sensible, même au bout de plusieurs années.

Les variations souvent compliquées qui se produisent avec le temps dans l'intensité des phénomènes de radioactivité peuvent s'expliquer en supposant qu'une substance radioactive se transforme souvent en une autre substance également radioactive caractérisée par une forme différente de radioactivité. Cette dernière forme d'activité apparaît au fur et à mesure de la disparition de la première substance, puis disparaît peu à peu à son tour.

Voici l'interprétation qui sera donnée dans le cas des phénomènes observés avec les substances radifères.

Le radium, lorsqu'il est seul, émet un rayonnement α particulier et se transforme très lentement en un élément gazeux radioactif, l'émanation du radium; celle-ci se transforme elle-même avec une vitesse beaucoup plus grande en un autre élément radioactif, le radium A, qui se dépose sur les parois solides; le radium A se transforme en radium B qui donne successivement le radium C, le radium D, le radium E et le radium F. Chaque terme de la série est caractérisé par un rayonnement particulier et par une vitesse de transformation distincte.

Si l'on admet que la quantité présente de chacune des substances d'une série est proportionnelle à l'intensité du rayonnement qui la caractérise, on arrive à interpréter d'une manière très simple et très parfaite toutes les particularités qui ont été observées dans les phénomènes de radioactivité temporaire. On peut même dans un grand nombre de cas, par divers procédés expérimentaux, séparer les unes des autres les substances hypothétiques qui permettent d'expliquer ces phénomènes.

Les vitesses de transformation des différentes substances ont des grandeurs très variées, cependant la loi élémentaire qui préside à ces transformations est la même pour toutes les substances; elle

peut être facilement déduite des résultats expérimentaux obtenus dans l'observation de la décroissance de l'intensité des phénomènes de radioactivité temporaire.

L'activité I d'une substance simple, caractérisée par un rayonnement particulier, et séparée de la substance génératrice, disparaît peu à peu avec le temps suivant une loi exponentielle

$$I = I_0 e^{-\lambda t}.$$

D'après ce qui a été supposé précédemment on doit avoir aussi

$$N = N_0 e^{-\lambda t},$$

N_0 étant le nombre des atomes de la substance considérée au temps o et N le nombre des atomes qui restent après le temps t.

Pour une transformation élémentaire on aura l'équation

$$dN = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} dt = -\lambda N dt.$$

Cette équation exprime de la manière la plus simple la loi d'action de masse : la quantité de matière transformée à chaque instant est proportionnelle à la quantité présente. C'est la loi fondamentale qui régit toutes les transformations radioactives et qui permet de prévoir les lois de croissance et de décroissance d'activité dans les cas les plus compliqués. Le nombre des atomes d'une certaine substance qui disparaissent, est égal à celui des atomes de la substance suivante qui apparaissent.

Calculons par exemple le nombre des atomes, présents au temps t, d'une substance P obtenue à la suite de n transformations successives d'une certaine substance mère. Si l'on désigne par A la quantité de la substance mère au bout du temps t, B celle de la seconde substance, etc., on aura à résoudre le système d'équations différentielles suivant :

$$dA = -\lambda_1 A dt, \qquad dB = \lambda_1 A dt - \lambda_2 B dt, \qquad dC = \lambda_2 B dt - \lambda_3 C dt, \qquad \ldots.$$

Chaque équation a deux termes, l'un correspondant à la production, l'autre à la destruction.

La variation en fonction du temps de la concentration d'une substance est d'autant plus compliquée que cette substance est obtenue après un nombre plus grand de transformations.

La solution du problème a été donnée d'abord pour trois substances, puis pour quatre, et enfin Mme Curie a donné dans son *Traité de Radioactivité* la solution pour un nombre quelconque de substances [1].

---

[1] On indiquera plus loin une autre manière de poser le problème qui donne la même solution d'une manière particulièrement simple.

Le résultat a une forme générale facile à retenir. Pour la substance d'ordre n, le nombre des atomes présents au temps t est donné par une somme de termes contenant chacun une exponentielle simple

$$P = a e^{-\lambda_1 t} + b e^{-\lambda_2 t} + \ldots + p e^{-\lambda_n t};$$

les coefficients $a, b, \ldots$, dépendent des conditions initiales.

Toutes les variations d'activité qui ont pu être observées s'expliquent facilement avec cette théorie. Par exemple un sel de radium fraîchement cristallisé peut être privé de toutes les substances qui lui succèdent; dans ces conditions son activité est due seulement au rayonnement qui caractérise sa transformation très lente. Cette activité augmente peu à peu avec le temps, suivant une loi très compliquée qui peut être entièrement déterminée en appliquant la théorie à la formation et à la destruction de l'émanation, du radium A, du radium B, du radium C, etc., du radium F.

*
* *

Malgré ce bon accord de la théorie avec les faits observés, il était tout à fait nécessaire de vérifier directement par l'expérience l'exactitude des hypothèses très importantes sur lesquelles la théorie a été fondée. C'est ce qui a été réalisé de la manière la plus nette.

En premier lieu, l'hypothèse de la transformation des atomes radioactifs a été démontrée par l'expérience capitale de MM. Ramsay et Soddy. Ces savants ont observé une production continue du gaz hélium par le radium, et les conditions de l'expérience sont telles qu'on ne peut échapper à la conclusion que l'hélium est un des produits de la transformation du radium. J'ai montré un peu plus tard que l'hélium était également produit par l'actinium; M. Soddy a fait la même démonstration pour l'uranium et le thorium; enfin, plus récemment, le même dégagement d'hélium a été observé avec le polonium par Mme Curie et moi. A la suite de premières recherches sur les rayons α, M. Rutherford avait supposé que ces rayons sont constitués par la projection d'atomes d'hélium chargés positivement; il a pu réaliser des expériences qui ont apporté la preuve que son hypothèse était exacte. On peut donc admettre que pour les substances qui émettent des rayons α l'hélium est un produit de la transformation de cette substance. De nombreux faits ont ainsi mis en évidence la réalité des transformations des atomes radioactifs.

Il fallait également démontrer qu'une forme essentiellement temporaire de radioactivité caractérise bien un élément chimique parti-

culier, et que cet élément disparaît en même temps que la radioactivité qui le caractérise. Cette démonstration a été faite d'une manière complète pour l'émanation du radium, ce gaz hypothétique qui communique une radioactivité temporaire aux gaz qui ont séjourné dans le voisinage d'un sel de radium.

Le gaz radioactif peut être séparé des gaz ordinaires en utilisant sa facile condensation à la température de l'air liquide, et son inertie au point de vue chimique.

On a pu l'obtenir à l'état sensiblement pur et constater qu'il possède un spectre particulier. Son point critique, sa température d'ébullition à la pression atmosphérique et sa température de congélation, ont été déterminés. On a pu aussi déterminer d'une manière approximative son poids atomique. Enfin, le gaz ainsi caractérisé disparaît en même temps que la radioactivité de l'émanation. L'hélium est encore un des produits de la transformation.

Les premières expériences qui ont été effectuées dans le but d'obtenir l'émanation pure, de mesurer son volume et d'observer son spectre, sont dues à M. Ramsay et ses collaborateurs. Des expériences plus précises furent faites par M. Rutherford qui détermina exactement le volume occupé par l'émanation dégagée par une quantité donnée de radium et décrivit son spectre complet. J'ai moi-même effectué des expériences du même genre qui concordent bien avec celles de M. Rutherford.

Les expériences sur la formation de l'hélium et la purification de l'émanation sont très délicates, car la quantité de gaz qu'il faut recueillir, purifier et identifier est extrêmement petite, généralement de l'ordre d'une fraction de millimètre cube. Des techniques spéciales ont été employées par les différents expérimentateurs. Voici le principe d'une de mes expériences. Les gaz examinés provenaient généralement d'une solution de chlorure de radium; ils étaient constitués pour la plus grande partie par un mélange d'hydrogène et d'oxygène résultant de la décomposition de l'eau par le radium et son émanation. Les gaz qui s'étaient accumulés pendant plusieurs jours ou plusieurs semaines, étaient introduits dans un appareil contenant différentes substances absorbantes, anhydride phosphorique, potasse, cuivre et oxyde de cuivre chauffé, lithium. L'action de ces différents réactifs permettait d'absorber tous les gaz (hydrogène, oxygène, azote, gaz carbonique, etc.), à l'exception de ceux de la série des gaz inertes. Lorsque l'appareil avait été complètement purgé d'air qui contient une assez forte proportion d'argon, il restait seu-

lement l'émanation et l'hélium. L'émanation était condensée dans un petit tube latéral à l'aide de l'air liquide et séparée de l'hélium. Les deux gaz étaient finalement refoulés dans des petits tubes capillaires à l'aide du mercure. De petites électrodes de platine soudées dans le tube capillaire permettaient de faire passer la décharge d'une bobine et d'examiner le spectre du gaz. Pour déterminer son volume, on le comprimait jusqu'à la pression atmosphérique entre deux petites colonnes de mercure, et l'on mesurait exactement le diamètre du tube et la longueur occupée par la bulle gazeuse.

J'ai effectué de nombreuses expériences dans différentes conditions et j'ai pu constater que quelle que soit la durée d'accumulation de l'émanation, le volume occupé par le gaz ainsi purifié est bien proportionnel à son activité. La radioactivité caractéristique de l'émanation est donc bien due au gaz matériel dont on mesure le volume. Enfin le spectre primitivement observé disparaît peu à peu avec le temps et est remplacé par celui de l'hélium.

La densité de l'émanation a été déterminée par des méthodes diverses et l'on a pu en déduire le poids atomique en supposant qu'elle est monatomique comme les autres gaz inertes.

La méthode que j'ai employée et qui a donné pour la première fois des résultats corrects est une modification de l'ancienne méthode de Bunsen, basée sur l'écoulement des gaz par un petit trou en paroi mince. J'ai montré qu'à très basse pression chaque gaz contenu dans un mélange s'écoule comme s'il était seul; la vitesse d'écoulement de l'émanation à basse pression a été déterminée par des mesures d'activité et comparée à celles des gaz connus. Les résultats obtenus conduisent au nombre 220 pour le poids atomique de l'émanation, nombre voisin de celui du radium. Peu de temps après, MM. Ramsay et Gray ont déterminé cette densité par la pesée directe de l'émanation en utilisant la balance si ingénieuse dont le principe est dû à M. Steele. Ces expériences ont été décrites par M. Ramsay dans la dernière séance de Pâques de la Société. Le résultat obtenu concorde bien avec le résultat précédent, et avec le nombre qu'on peut déduire de considérations théoriques.

On voit que la démonstration dont je parlais plus haut est tout à fait complète. L'émanation du radium caractérisée en premier lieu par une certaine forme de radioactivité temporaire est bien un élément chimique dont la transformation s'effectue rapidement, et qui disparaît en même temps que la forme de radioactivité qui le caractérise.

Ainsi la théorie des transformations radioactives telle qu'elle a été

proposée par MM. Rutherford et Soddy se trouve fondée sur une base absolument sûre.

*
* *

A la suite des nombreuses recherches effectuées en Radioactivité, un grand nombre de substances radioactives ont été découvertes. Elles peuvent être groupées en plusieurs familles; dans chaque famille les substances dérivent les unes des autres à la suite de transformations successives.

SUBSTANCE.	VIE MOYENNE.	RAYONNEMENT.	PARCOURS.	OBSERVATIONS.
Uranium 1	9.10^9 ans	α	cm 2,7	Poids atomique 238,5.
↓				
Uranium 2?	2.10^5 ans?	α	2,2	
↓				
Radio-uranium?				
↓				
Uranium X	35,5 jours	$\beta\gamma$		
↓				
.....	.....	....	.....	.....
Ionium	5.10^5 ans?	α	2,8	
↓				
.....	.....	....	.....	.....
Radium	2900 ans	$\alpha\beta$	3,5	Poids atomique 226,5.
↓				
Émanation du radium	5,5 jours	α	4,2	Gaz inerte.
↓				
Radium A	4,3 minutes	α	4,8	
↓				
Radium B	38,5 minutes	β		
↓				
Radium C_1	28,1 minutes	$\beta\gamma$		
↓				
Radium C'_1?	2.10^{-3} sec.?	α	7,06	
↓				
Radium C_2	2 minutes	β		
↓				
Radium D	21 ans?	β		
↓				
Radium E	6,9 jours	β		
↓				
Radium F ou Polonium	202 jours	α	3,8	
↓				
? ? ?				

SUBSTANCE.	VIE MOYENNE.	RAYONNEMENT.	PARCOURS.	OBSERVATIONS.
			cm	
Thorium	4.10^{10} ans	α		Poids atomique 232.
↓				
Mésothorium 1	7,9 ans			
↓				
Mésothorium 2	8,9 heures	βγ		
↓				
Radiothorium	2,9 ans	α	3,9	
↓				
Thorium X	5,25 jours	αβ	5,7	
↓				
Émanation du thorium	76 secondes	α	5,5	Gaz inerte.
↓				
Thorium A	0,2 seconde	α		
↓				
Thorium B	15,3 heures	β		
↓				
Thorium C_1	79 minutes	α	5,0	
Thorium C_2?	2.10^4 sec.?	α	8,6	
↓				
Thorium D	4,5 minutes	βγ		
↓				
? ? ?				
Actinium	?			Groupe de terres rares
↓				
Radioactinium	28,1 jours	αβ		
↓				
Actinium X	15 jours	α	4,8	
↓				
Émanation de l'actinium	5,6 secondes	α	4,5	
↓				
Actinium A	0,002 sec^de	α	5,8	
↓				
Actinium B	52,1 minutes	β	6,5	
↓				
Actinium C	2,15 minutes	α		
↓				
Actinium D	7,2 minutes	βγ	5,5	
↓				
? ? ?				
Potassium		β		Poids atomique 39,1.
Rubidium		β		Poids atomique 85,1.

Le Tableau ci-contre contient l'ensemble des substances radioactives actuellement connues avec la suite des différentes transformations et la nature des rayonnements qui les accompagnent.

On n'a pu faire encore pour chacune des substances connues la même démonstration que pour l'émanation du radium, car les difficultés expérimentales sont, dans un grand nombre de cas, à peu près insurmontables; mais il n'y a aucune raison de considérer d'une manière différente l'émanation du radium et les autres substances radioactives; chacune d'entre elles doit être considérée comme un élément chimique distinct.

L'examen du Tableau montre que l'étude des phénomènes radioactifs a fait découvrir une trentaine d'éléments nouveaux, qui au point de vue chimique appartiennent aux différentes familles d'éléments chimiques ordinaires.

*
* *

L'ensemble des recherches faites sur les substances radioactives, et en particulier sur leurs rayonnements, permet de se faire une image assez précise de leurs transformations. Ces transformations se produisent avec dégagement d'énergie et la grandeur de cette énergie est relativement très considérable; elle est d'environ 3 milliards de calories pour la transformation complète de 1^g de radium (Curie et Laborde). On peut penser d'après certains calculs que cette énergie joue un rôle important dans l'évolution de l'univers. La presque totalité de cette énergie doit être émise sous la forme des rayonnements qui peuvent être observés, principalement sous la forme de rayons α.

La transformation d'une certaine masse de matière active se fait progressivement, mais la transformation d'un atome est instantanée, elle s'effectue successivement sur les différents atomes de la substance considérée. Dans certaines conditions, on peut observer l'effet produit par la transformation d'un seul atome.

La transformation d'un atome se fait souvent avec émission d'une particule α, c'est-à-dire avec projection très rapide d'un atome d'hélium chargé positivement. La partie restante de l'atome est également projetée avec une grande vitesse, elle est aussi chargée positivement, et cette projection constitue une nouvelle espèce de rayons électrisés. Il s'est produit une véritable explosion de l'atome, celui-ci est brisé en deux fragments : l'un relativement petit, l'hélium; l'autre, beaucoup plus gros, constitue souvent un nouvel atome radioactif. La masse du nouvel atome radioactif est donc plus petite

que celle de l'atome primitif. Les vitesses initiales des deux fragments paraissent être en raison inverse de leurs masses et sont vraisemblablement de sens contraire; il y a donc conservation des quantités de mouvement. Les deux projectiles paraissent être chargés d'électricité de même signe, et cela explique peut-être la répulsion mutuelle qui a provoqué la séparation, mais on a des raisons de penser qu'une quantité correspondante de charge électrique négative est mise en liberté sous forme d'électrons lents. Dans chaque transformation, la vitesse des projectiles de même nature paraît être exactement la même; c'est ainsi que les rayons α émis par une même substance ont même vitesse initiale, et il est très probable qu'il en est de même pour les rayons β. Lorsque la transformation se produit seulement avec émission de rayons β ou γ, il ne doit pas se produire de changement notable dans la masse de l'atome, mais seulement une modification dans l'arrangement interne. Pour chaque particule β, il paraît y avoir un atome transformé.

Chaque rayon α ou β caractérisant la transformation d'un atome, le rayonnement émis par une quantité donnée de substance active est d'autant plus intense que la vitesse de transformation est plus grande. Si les rayons émis par deux substances actives sont de même nature, l'intensité du rayonnement émis par chaque substance, intensité qui mesure ce qu'on appelle *la radioactivité de la substance,* est sensiblement proportionnelle à la vitesse de transformation caractérisée par la constante λ.

On peut utiliser souvent dans les calculs de radioactivité un autre coefficient que λ, ce nouveau coefficient a une signification physique particulière, il représente ce qu'on peut appeler *la vie moyenne de l'espèce d'atome* que l'on considère. Parmi tous les atomes de même espèce qui existent à un moment donné, certains se transforment au bout de peu de temps, d'autres restent très longtemps sans changement avant de subir la même transformation, de telle manière que la disparition de la substance suit la loi exponentielle dont il a été parlé plus haut. Chaque atome a ainsi une durée de vie différente à partir de l'instant considéré et cette durée de vie varie depuis o jusqu'à ∞. Si l'on cherche la moyenne de toutes ces vies individuelles, on trouve que la vie moyenne calculée $\theta = \frac{1}{\lambda}$.

La valeur de θ varie entre des limites extrêmement différentes,

---

(1) Un autre coefficient utilisé est la période. C'est le temps nécessaire pour la transformation de la moitié d'une masse donnée de substance $T = \theta \operatorname{Log} 2$.

depuis $\frac{1}{500}$ de seconde, jusqu'à plusieurs milliards d'années pour les substances dont l'existence a été établie avec certitude. La détermination des vies moyennes qui ne sont ni extrêmement courtes ni très longues se font simplement par l'observation directe de la diminution d'activité de la substance. Lorsque la décroissance de l'activité est trop lente, on doit avoir recours à des procédés indirects.

Pour le radium, on a déterminé le nombre de particules α émises par seconde par une masse déterminée de radium. A chaque particule correspond un atome transformé, le poids atomique du radium étant connu, on peut connaître à l'aide de la constante d'Avogadro le nombre d'atomes contenus dans une masse donnée. Si Δn est le nombre de particules émises par seconde, N le nombre d'atomes de radium, on a

$$\Delta n = \frac{N}{\theta}, \qquad \theta = \frac{N}{\Delta n}.$$

La vie moyenne de l'uranium a été obtenue par des considérations différentes. L'uranium est une substance mère à transformation très lente suivie d'une série de substances à transformation relativement beaucoup plus rapide. L'uranium se trouve ainsi accompagné au bout d'un certain temps d'une certaine proportion de ces différentes substances. Ces substances se détruisent avec une vitesse assez grande et au bout d'un temps suffisamment long, leur production à partir de l'uranium est compensée par leur destruction spontanée, on aboutit à un état de régime qu'on désigne sous le nom d'*équilibre radioactif*. A partir de ce moment la transformation de chaque atome d'uranium est accompagnée par la transformation d'un atome de toutes les substances à évolution plus rapide, toutes les vitesses de transformations sont devenues égales entre elles. Chaque vitesse est proportionnelle à la masse présente de la substance considérée et en raison inverse de sa vie moyenne de telle sorte que, si l'on peut déterminer le rapport des masses en équilibre radioactif, on pourra en déduire le rapport des vies moyennes. Pour les minéraux d'urane très anciens, on peut supposer que l'équilibre radioactif est réalisé. Le rapport entre les proportions d'uranium et de radium dans ces minéraux devra donner le rapport des vies moyennes. C'est par ce procédé qu'on a obtenu le nombre indiqué pour la vie moyenne de l'uranium.

La détermination de la vie moyenne des substances à transformation extrêmement rapides qui ont été découvertes récemment (actinium A, $\frac{1}{500}$ de seconde; thorium A, 0,14 seconde) a été faite par une méthode qui rappelle, à bien des égards, la méthode du phosphoroscope d'Ed.

Becquerel. Le corps à étudier est projeté au moment de sa production sur un disque tournant dont la partie activée vient passer très peu de temps après devant des appareils de mesure placés dans des positions convenablement choisies. Les indications données par ces appareils permettent de déterminer la loi de décroissance lorsque la vitesse de déplacement du disque tournant est connue.

*
* *

Les transformations connues jusqu'à présent peuvent être classées en deux catégories, celles qui se font avec émission de particule α, et celles qui se font sans émission de particule α. Nous avons déjà remarqué que, dans les transformations de la première catégorie, le poids atomique du nouvel atome doit être plus petit que celui de l'atome primitif. La diminution doit être égale au poids atomique de l'hélium, soit environ 4. Lorsqu'il y a seulement émission de particule β ou de rayons γ, il ne doit pas y avoir de changement de poids atomique.

On peut alors déduire les poids atomiques des différentes substances d'une même famille, de celui de la substance mère. Dans la série uranium-radium, le poids atomique de l'uranium est 238,5; celui du radium 226,5; la différence 12 représente exactement trois particules α, ce qui est conforme à l'expérience, car l'uranium émet deux particules α, et l'ionium, une particule. Le radium étant 226,5, on a pour les différents termes les poids atomiques suivants :

Émanation : 222,5, ce que l'expérience a confirmé avec assez d'exactitude; radium A : 218,5; radium B : 214,5; radium C : 214,5; radium D : 210,5; radium E : 210,5; polonium : 210,5; terme final inconnu : 206,5.

Ce dernier nombre représente sensiblement le poids atomique du plomb. M. Rutherford qui fit le premier cette remarque a supposé que le plomb constitue le terme final de la transformation de la série uranium, radium, polonium.

La vérification expérimentale de ce point serait d'une grande importance; elle constituerait une confirmation remarquable de la théorie et elle permettrait de relier la série des atomes radioactifs à la série des atomes ordinaires.

Je puis donner à ce sujet quelques renseignements encore non publiés sur les résultats que nous avons obtenus Mme Curie et moi dans un travail sur le polonium entrepris depuis plusieurs années. Nous avons cherché à obtenir des préparations polonifères aussi

concentrées que possible de manière à pouvoir caractériser le polonium comme élément chimique en déterminant son spectre, puis de voir s'il était possible de déterminer la nature de l'élément chimique qui résulte de sa transformation, enfin d'utiliser ce polonium pour réaliser une nouvelle détermination de la constante d'Avogadro par une méthode absolument directe.

Le polonium a une vie moyenne d'environ 200 jours, il succède au radium D dont la vie moyenne est au moins 15 ans : on ne peut donc espérer le rencontrer en quantité notable que dans les minéraux dans lesquels il a eu le temps de s'accumuler. Cependant la quantité contenue dans les minéraux est nécessairement très petite. Un bon minerai d'urane contient environ 1^{dg} de radium par tonne, la vie moyenne du polonium étant environ 4000 fois plus petite que celle du radium, chaque tonne du même minerai doit contenir environ $\frac{2}{100}$ de milligramme de polonium. On ne peut donc en isoler une quantité suffisante pour déterminer son poids atomique, mais on peut espérer, en traitant plusieurs tonnes de minerai, obtenir une matière suffisamment concentrée en polonium pour pouvoir observer les raies principales du spectre de cet élément. Un traitement des produits provenant d'environ 7 tonnes de minerai a été entrepris il y a deux ans. Le premier traitement chimique a été effectué dans la petite usine qui est annexée au laboratoire, et a été continué a laboratoire même. Les propriétés chimiques du polonium sont assez distinctes de celles des autres éléments, et après étude le traitement fut effectué assez rapidement; c'est là une condition indispensable de réussite, car la vitesse de disparition du polonium est très notable et au bout de quatre mois la moitié du polonium contenu initialement a disparu. Le premier traitement à l'usine a concentré le polonium dans quelques kilos de matière et les opérations effectuées au laboratoire ont finalement concentré le polonium dans quelques milligrammes de matière contenant probablement 1 ou 2 pour 100 de polonium.

Le spectre de la substance a été photographié et l'étude attentive de ce spectre a permis d'y révéler quelques raies qui ne paraissent pas pouvoir être attribuées à des éléments connus. L'une de ces raies ayant une intensité très notable et dont la longueur d'onde est 4170,5 a été attribuée par nous au polonium. Malheureusement ces recherches spectrales ont fait perdre une portion assez importante de matière.

La substance restante a été l'objet de divers essais; elle a été gardée à l'état de solution dans un vase de quartz de manière à

n'introduire aucune impureté nouvelle après le premier examen spectral. Le vase de quartz a été placé dans un appareil de verre qui fut ensuite complètement privé d'air et scellé. Les gaz dégagés dans l'appareil ont été extraits à plusieurs reprises et on leur a fait subir les différentes opérations d'absorption qui ont été décrites précédemment. On a ainsi constaté que le polonium qui émet des rayons α produit aussi du gaz hélium, contrairement à ce qui avait été annoncé à plusieurs reprises. Le volume de l'hélium dégagé a pu être mesuré avec précision et la mesure de ce volume, jointe à la détermination du nombre de particules α émises par le polonium, a permis d'effectuer une détermination de la constante d'Avogadro.

Après un temps suffisamment long le polonium doit être remplacé par un élément, probablement inactif, qui constitue le terme final de la transformation des corps de la série uranium-radium. Le spectre de la solution de polonium a été examiné près de deux ans après sa préparation.

La raie 4170,5 qui avait été attribuée au polonium avait complètement disparu Cela confirme pleinement l'attribution qui avait été faite et démontre d'une manière frappante la disparition spontanée de l'élément chimique polonium.

Aucune raie nouvelle n'a été observée dans le nouveau spectre. Le premier spectre contenait les deux raies principales du plomb, dont la sensibilité spectrale est grande et dont l'élimination complète paraît présenter de très grandes difficultés. Nous avons comparé dans les deux photographies, les intensités de ces raies avec celles de raies appartenant à un autre élément: les raies de comparaison qui ont été choisies sont deux raies de l'or, dont l'intensité et la position permettaient de faire facilement la comparaison. Un examen attentif a montré que les intensités relatives des raies du plomb ont augmenté d'une manière certaine; cette augmentation n'est pas extrêmement forte, mais elle est très nette et correspond à ce que l'on pouvait attendre. Comme on le voit, l'indication donnée par cette expérience est conforme à la prévision qui avait été faite.

Quoique ce résultat ait été obtenu dans des conditions assez satisfaisantes, nous ne le considérons pas, Mme Curie et moi, comme absolument définitif, car l'expérience précédente est unique et elle est rendue particulièrement délicate par le fait, que nous avons pu vérifier, qu'il est extrêmement difficile d'effectuer diverses opérations chimiques sur une substance sans y introduire une petite trace de plomb. Nous avons entrepris depuis plusieurs mois la préparation d'une nouvelle quantité de polonium concentré, et nous espérons que

cette deuxième expérience pourra être faite dans des conditions meilleures et viendra confirmer les indications très sérieuses données par les premières recherches.

*
* *

Les transformations radioactives qui ont été étudiées jusqu'à présent d'une manière complète sont toutes unilatérales; une substance active ne se transforme que d'une seule manière et ne donne lieu à la formation que d'une seule espèce de matière active. On a pensé cependant que la transformation d'une même substance dans deux directions différentes était possible et, en particulier, on a cherché à expliquer par une telle transformation multiple la présence des éléments de la famille de l'actinium dans les minéraux d'urane. Dans cette hypothèse, proposée par M. Soddy, l'uranium, ou un de ses descendants pourrait se transformer de deux manières différentes : dans un temps donné une certaine fraction des atomes se transformerait d'une certaine manière, en donnant naissance à une substance déterminée, et dans le même temps une autre fraction se transformerait d'une manière différente en produisant une autre substance. Une seule espèce d'atome radioactif pourrait donner naissance simultanément à deux espèces d'atomes radioactifs, et être ainsi l'origine de deux familles différentes :

$$\text{Uranium} \begin{cases} \text{Actinium, Radioactinium, etc.} \\ \text{Uranium X, Ionium, Radium, etc.} \end{cases}$$

Cette hypothèse ferait ainsi dériver l'actinium de l'uranium; aucune preuve expérimentale de cette transformation multiple n'a encore été donnée, mais des expériences récentes de M. Fajans semblent bien montrer qu'une transformation multiple analogue se produit dans le cas du radium C. Celui-ci donnerait lieu à deux produits différents, le radium C_2 et le radium D, et il paraît nécessaire d'admettre cette *transformation multiple* pour expliquer certaines observations de M. Fajans.

Il est probable que l'on observera des transformations plus compliquées encore. Les phénomènes de radioactivité montrent d'une manière évidente la nature complexe des atomes et si leurs transformations sont vraisemblablement beaucoup moins variées que celles des corps de la Chimie organique, car leur nombre est beaucoup plus petit, il est cependant probable que toutes les transformations atomiques ne s'effectuent pas suivant un modèle unique.

Les transformations radioactives correspondent à une désagrégation

des atomes à structure compliquée; elles peuvent être comparées aux décompositions de certaines molécules organiques complexes. Pour ces décompositions, par exemple pour les décompositions produites sous l'action de la chaleur, on constate généralement que la transformation peut s'effectuer de plusieurs manières différentes, quoique les produits finaux obtenus par une pyrogénation complète puissent être les mêmes (carbone, hydrogène, vapeur d'eau, etc.). Il pourrait en être de même pour certaines transformations atomiques, de telle sorte qu'entre deux termes d'une même famille on pourrait constater la présence de produits intermédiaires divers, pour lesquels l'intensité du rayonnement émis ne correspondrait pas à celle qu'on devrait attendre dans le cas d'une série unique de produits intermédiaires. Cette manière de voir permettrait d'expliquer certains résultats obtenus récemment par M. Danysz dans l'étude des rayons β émis par les produits de la série du radium..

Nous avons vu que dans le cas où la transformation se fait seulement avec départ d'électrons, il ne doit pas y avoir de changement dans le poids atomique. Le nouvel atome ainsi obtenu constitue donc un isomère du premier. Il est possible qu'il en soit ainsi pour le potassium et le rubidium qui ont tous les caractères des substances actives, et qui n'émettent que des rayons β. Les atomes isomères, dans le cas de la série du radium, paraissent avoir des propriétés chimiques notablement différentes et peuvent être séparés les uns des autres. Il n'en est peut-être pas toujours ainsi et il est possible que dans le cas du potassium et du rubidium les atomes isomères restent mélangés aux métaux alcalins. On peut remarquer à ce sujet que le poids atomique de l'argon est supérieur à celui du potassium quoiqu'il précède celui-ci dans le Tableau périodique des éléments. Si cette anomalie résulte d'une erreur dans la détermination des poids atomiques, on peut faire l'hypothèse que l'argon est l'atome isomère du potassium.

*
* *

On a cherché s'il était possible de mettre en évidence des relations entre la vie moyenne des atomes radioactifs, la nature de leur rayonnement, et leur position dans les différentes familles. Des résultats intéressants ont déjà été obtenus, et il est probable que lorsque la composition des familles sera connue avec une grande exactitude de détail, on découvrira des relations très importantes.

En particulier, on peut remarquer que les rayons des substances qui se succèdent à partir des émanations dans les trois familles

radium, actinium et thorium sont de même nature pour des substances de même rang.

Em. Rad.....	α	Em. Th.....	α	Em. Ac.....	α
A.....	α	A.....	α	A.....	α
B.....	β	B.....	β	B.....	β
C.....	α	C.....	α	C.....	α
D.....	β	D.....	β	D.....	β

Il est probable que cette relation résulte du classement des termes successifs de chaque famille dans une classification périodique des éléments, et qu'une analogie d'ordre chimique pourra être trouvée entre les substances ayant le même rang.

Une relation a été observée récemment par M. Geiger entre la vie moyenne des atomes émettant des rayons α et le parcours de ces rayons; ce parcours est lui-même en relation directe avec la vitesse de projection initiale de la particule α.

Plus la vie moyenne est courte et plus le parcours est grand, par conséquent plus la vitesse initiale est grande; une grande vitesse de projection correspond donc à une faible stabilité des atomes. La variation de la vie moyenne des atomes radioactifs est extrêmement grande ($\frac{1}{500}$ de seconde et milliards d'années); celle du parcours est relativement petite $2^{cm},5$ et 8^{cm}. Cependant en portant en abscisses les logarithmes du parcours et en ordonnées les logarithmes des vies moyennes, M. Geiger a constaté que les points obtenus se trouvaient assez sensiblement sur une même ligne droite dans une même famille. Si le parcours d'une particule α est proportionnel à la vitesse initiale de projection, on peut déduire de la relation de M. Geiger que la vie moyenne est en raison inverse d'une certaine puissance de la vitesse de la particule α. Cette relation présente quelques exceptions qu'on peut espérer supprimer par une étude plus attentive; elle donne le moyen de calculer la vie moyenne de certaines substances et permet de prévoir l'existence de substances dont la vie moyenne est extraordinairement petite, de l'ordre du dix-millième de seconde.

L'énergie de transformation devient ainsi de plus en plus petite à mesure que la vie moyenne augmente. Pour une vie moyenne suffisamment longue l'activité devient alors très difficile à déceler, d'abord parce que le nombre d'atomes qui se détruisent dans un temps donné est très petit, et aussi parce que la violence de l'explosion devient très faible. Il est donc très possible que la radioactivité soit une pro-

priété générale de la matière, mais que pour un grand nombre d'éléments la vitesse de transformation soit trop faible pour qu'on puisse mettre en évidence la radioactivité qui en résulte à l'aide des méthodes qui ont été suivies jusqu'à présent.

Nous savons que l'énergie de transformation est extrêmement grande dans le cas des substances fortement radioactives; il est possible que dans le cas des éléments que nous considérons comme non radioactifs l'énergie dégagée soit beaucoup plus petite.

*
* *

Les transformations radioactives ont un caractère très particulier qui ne se rencontre dans aucune autre transformation de matière. Elles paraissent absolument indépendantes des conditions extérieures; elles se produisent d'une manière spontanée et cependant aucune autre transformation du même genre, c'est-à-dire une transformation d'atomes, n'a pu être provoqué artificiellement avec certitude.

Des essais nombreux ont été faits, et des résultats positifs ont été publiés, mais ils n'ont jamais été confirmés lorsque des recherches plus précises ont été effectuées dans le but de les vérifier. M. Ramsay et ses collaborateurs ont annoncé à plusieurs reprises qu'on pouvait produire la transformation atomique de certains éléments ordinaires par l'action des rayons émis par l'émanation du radium. Par exemple, le cuivre était transformé en lithium et probablement en d'autres métaux alcalins, l'eau pouvait donner lieu à la production d'argon et de néon, enfin les sels de thorium pouvaient sous la même influence produire du gaz carbonique. Les expériences précises de Mme Curie et de Mlle Gleditsch ont montré que le lithium observé dans les expériences de M. Ramsay provenait des vases de verre qui avaient été attaqués par la solution de cuivre en présence de l'émanation. M. Rutherford a montré que l'argon et le néon provenaient d'une certaine quantité d'air introduite accidentellement dans les appareils. Enfin, plus récemment, des expériences faites au laboratoire de Mme Curie par M. Herschfinkel tendent à prouver que la présence du gaz carbonique observé dans l'action de l'émanation sur les sels de thorium était due très probablement aussi à une imperfection des expériences qui d'ailleurs sont extrêmement délicates. Bien d'autres tentatives ont été faites, en particulier par moi-même, qui ont abouti à des résultats négatifs, et l'on a finalement l'impression que la transformation des atomes est un phénomène qui ne peut être provoqué par les moyens d'action dont nous disposons actuellement.

Non seulement nous ne savons pas provoquer de nouvelles transformations d'atomes, mais nous ne savons même pas exercer une influence quelconque sur les transformations qui se produisent spontanément. Jusqu'à présent, quel que soit le procédé par lequel on ait cherché à influencer la vitesse des transformations radioactives, le résultat a été négatif.

On pourrait constater un changement de la vitesse de transformation d'une substance radioactive de deux manières différentes. On a en effet les deux relations

$$\frac{dn}{dt} = -\lambda n \qquad \text{et} \qquad n = n_0 e^{-\lambda t}.$$

La mesure de l'activité d'un produit est proportionnelle à $\frac{dn}{dt}$, une variation dans la valeur du coefficient de vitesse λ doit produire un changement immédiat dans l'activité d'une substance. D'autre part, une variation de λ doit déterminer un changement dans la loi de décroissance de l'activité

$$n = n_0 e^{-\lambda t}$$

et se traduire par un changement dans l'inclinaison de la droite logarithmique

$$\log n = \log n_0 - \lambda t.$$

Je citerai quelques essais entrepris dans le but de faire varier le coefficient λ.

En premier lieu, on a essayé l'action de la température. D'anciennes expériences de P. Curie ont montré que la constante de l'émanation reste sans changement lorsque l'on fait varier sa température depuis celle de l'air liquide jusqu'à une température élevée. Plus récemment on a constaté qu'un tube de radium chauffé à 1250° conservait exactement la même activité. Des expériences encore inédites de Mme Curie, qui auraient permis de déceler une très faible variation d'activité en plaçant différentes substances, polonium, radium, émanation, dans l'air liquide, et aussi dans l'hydrogène liquide, n'ont pas donné non plus jusqu'à présent de résultats.

M. Rutherford signale une expérience dans laquelle il a fait détoner un explosif puissant en présence de l'émanation sans influencer son mode de transformation.

On peut conclure de ces essais que non seulement les chocs moléculaires ne sont pas la cause directe de la transformation des atomes,

mais aussi que l'agitation thermique est probablement sans relation avec cette transformation.

Les chocs incomparablement plus violents produits par les projectiles lancés par les substances radioactives elles-mêmes n'ont pas non plus d'influence. La décroissance de l'émanation du radium est la même lorsque celle-ci est fortement diluée avec de l'air ou lorsqu'elle est sensiblement pure à la pression atmosphérique.

Le rapport des concentrations a atteint 2.10^{11} dans certaines expériences citées par Mme Curie dans son *Traité de Radioactivité*. Dans le cas où l'émanation était diluée dans l'air un seul atome d'émanation sur 1 million pouvait être rencontré par une particule α ou une particule de radium A pendant la durée moyenne de son existence. L'énergie cinétique d'une particule α est environ 2.10^9 fois plus grande que celle d'une molécule d'oxygène à la température ordinaire, celle d'une particule A est 10^7 fois plus grande. La première particule a une masse atomique de 4, la seconde 220. Dans l'émanation pure, par exemple dans les petites bulles d'émanation à pression atmosphérique que j'ai préparées pour en mesurer le volume, chaque atome d'émanation reçoit environ 1000 chocs de particules α ou de particules A pendant la durée de sa vie moyenne et cependant la constante de vitesse reste la même. Ces chocs ionisent tous les atomes qui les subissent, mais ne provoquent la transformation radioactive d'aucun d'entre eux.

D'autres actions physiques ont été expérimentées, décharges électriques, champ magnétique. J'ai, en particulier, essayé il y a quelques années ces actions sur les tubes d'émanation concentrée : les décharges électriques ont été produites dans le gaz émanation sensiblement pur, elle n'ont aucunement changé la loi de décroissance : j'ai pu maintenir l'action d'un champ magnétique intense pendant plus d'une semaine sans produire non plus de changement dans la loi de décroissance. Plus récemment M. Weiss a fait agir un champ magnétique très intense sur le radium lui-même sans observer de changement d'activité.

Enfin, comme on l'a déjà vu, les liaisons moléculaires n'introduisent pas de changement dans la loi de transformation. Une expérience caractéristique a été faite à ce sujet par Mme Curie et moi avec le radium métallique : l'activité du radium s'est montrée la même, qu'il soit à l'état de métal ou combiné avec le chlore dans le chlorure.

En résumé, jusqu'à présent, nous avons pu seulement assister à

la transformation des atomes sans réussir à modifier en quoi que ce soit le phénomène que nous pouvons observer.

*
* *

Les théories radioactives basées sur la transformation atomique et sur la loi élémentaire très simple que nous avons indiquée sont très parfaites, et il est remarquable comme elles se sont imposées rapidement à tous les physiciens qui se sont occupés de Radioactivité. Cependant les phénomènes de radioactivité présentent un côté mystérieux sur lequel il convient d'insister et qui a pu faire dire à M. Planck, dans sa belle conférence faite à la Société de Physique, que leur étrangeté tient du prodige. C'est qu'en effet il est difficile de découvrir une cause déterminante aux transformations radioactives qui puisse expliquer en même temps la loi élémentaire de ces transformations.

La transformation d'un atome est comparable à l'explosion d'une bombe; il s'agit de rechercher pourquoi, parmi un grand nombre d'atomes de même nature, les uns explosent au bout de très peu de temps, tandis que d'autres attendent un temps extrêmement long avant d'exploser. Considérons par exemple les atomes d'émanation produits dans un intervalle de temps très court (une minute) par une certaine masse de radium. A partir du moment de leur formation, qui est sensiblement le même pour tous ces atomes, la durée de vie des différents atomes d'émanation est extrêmement variable. Certains existent à l'état d'émanation seulement pendant quelques instants, d'autres restent dans le même état pendant des années, et la disparition de l'émanation s'effectue dans son ensemble suivant une exponentielle.

Il est vrai que le même phénomène se présente aussi dans les transformations chimiques monomoléculaires irréversibles; mais dans ce cas l'explication en est facile, car on peut faire intervenir l'agitation thermique et les chocs entre les molécules. Les vitesses de transformations chimiques sont très fortement influencées par la température; les chocs moléculaires ont donc une influence certaine sur le phénomène. On peut alors imaginer que la transformation se produit à la suite de certains chocs qui s'effectuent dans des conditions favorables sur des molécules qui sont dans un certain état; le nombre des chocs qui se produisent dans un intervalle de temps court est très grand et ces chocs sont de nature très variée, de telle sorte que la probabilité de transformation dans un temps donné, même très petit,

est la même pour chaque molécule. Cette probabilité ne s'altère pas au cours du temps si, en moyenne, la nature et le nombre des chocs par unité de temps ne changent pas, ce qui aura lieu si la température reste constante. Le nombre des molécules qui subissent la transformation dans un temps donné, est alors proportionnel au nombre total des molécules présentes et à la probabilité de transformation qui reste la même quel que soit le nombre total. C'est là l'explication la plus directe de la loi d'action de masse dans le cas le plus simple; elle conduit immédiatement à la loi exponentielle de destruction.

Cette loi est ainsi une loi de hasard: la constance de la probabilité de transformation de chaque molécule résulte de l'agitation thermique qui constitue un élément de désordre très parfait renouvelant constamment l'état des molécules. Chaque choc ayant une influence sur cet état, le nombre des chocs par unité de temps et leur nature auront une influence sur la probabilité de transformation, et la vitesse de celle-ci doit dépendre ainsi de la température.

Nous avons vu que la vitesse de transformation des corps radioactifs ne dépend pas sensiblement de la température; aussi, quoique la loi de transformation soit la même que celle des transformations chimiques, on ne peut invoquer le même mécanisme.

Il ne serait pas impossible d'imaginer un mécanisme dans lequel la nature des chocs n'aurait pas d'influence sur la probabilité de la transformation, même si ces chocs provoquaient la transformation, car la nature de l'impulsion donnée à la bille dans le jeu de roulette n'a pas sensiblement d'influence sur la probabilité d'amener rouge ou noir, mais on ne peut guère admettre que le nombre des chocs par seconde n'ait pas d'influence sur la probabilité de transformation, si ces chocs exercent une action sur l'état des atomes qui se transforment.

L'agitation thermique peut être invoquée comme élément de désordre permettant d'expliquer la loi de transformation des éléments radioactifs, si l'on suppose que ces transformations sont provoquées par une cause extérieure (champ de force, rayonnement, etc.).

Dans le cas du champ de force la transformation pourrait avoir lieu lorsque certains éléments de l'atome se trouvent dans une position particulière par rapport aux lignes de force. L'agitation thermique crée un état de désordre tel que, dans un temps donné, la probabilité d'une certaine position est la même pour chaque atome; cette probabilité de position ne dépend d'ailleurs pas de la vitesse d'agitation. A chaque instant, quelle que soit la température, les différents atomes

seront distribués par rapport aux lignes de force suivant la même loi de hasard. La vitesse de transformation pourrait être ainsi indépendante de la température et cependant la loi de transformation résulterait de l'état de désordre créé par l'agitation thermique. On arriverait à la même conclusion si la cause de la transformation était due à un rayonnement extérieur constant de nature vibratoire ou corpusculaire.

D'après ce que j'ai dit précédemment, il n'est pas possible de faire intervenir comme cause extérieure provoquant les transformations radioactives, ni un champ magnétique, ni un champ électrique. L'action du champ de gravitation est également bien peu probable. Il faudrait donc supposer qu'il existe un champ de force dans l'espace et dans la matière, sur la nature duquel nous n'avons aucun indice, ou un rayonnement particulier, également de nature inconnue, qui, d'après certaines expériences, aurait la propriété de traverser la matière sans subir de modification. Ce champ de force ou ce rayonnement serait capable de provoquer la transformation des atomes radioactifs.

Il faut aussi examiner si les lois des transformations radioactives peuvent être expliquées sans faire intervenir un élément de désordre agissant constamment sur la matière.

On peut supposer, par exemple, que la destinée de chaque atome est déterminée à l'avance; l'instant de la transformation étant fixé par l'état antérieur et par la nature des mouvements réguliers qui se produisent à l'intérieur de l'atome. Les atomes seraient alors comparables à des bombes dont les explosions successives sont déterminées par un mouvement d'horlogerie remonté à l'avance.

J'ai recherché si l'on peut aboutir à quelque chose de raisonnable dans cette manière de voir. Pour cela, j'ai représenté les lois des transformations radioactives d'une manière particulière; je n'ai pas considéré séparément les états successifs de la matière qui se transforme, mais l'ensemble des transformations pour des atomes particuliers.

Si dans une famille d'éléments actifs il y a n substances successives, chaque atome de la substance mère passe par les états successifs $1, 2, 3, 4, \ldots, n$. Considérons un atome particulier, à partir de l'origine des temps il aura dans l'état 1 une durée de vie t_1, puis dans l'état 2 une durée de vie t_2, et ainsi de suite. Je puis dire qu'il a une destinée caractérisée par les durées de vie $t_1, t_2, \ldots, t_n$.

On peut calculer, en se basant sur les lois expérimentales de transformation, le nombre des atomes ayant sensiblement la même des-

tinée, c'est-à-dire ceux dont les durées de vie sont comprises entre t_1 et $t_1 + dt_1$, t_2 et $t_2 + dt_2$, etc.

Le nombre des atomes ayant une durée de vie entre t_1 et $t_1 + dt_1$ dans l'état 1 est

$$dn_1 = N_0 \lambda_1 e^{-\lambda_1 t_1} dt_1,$$

le nombre des atomes, pris parmi ces derniers, ayant une durée de vie t_2 sera

$$dn_{12} = N_0 \lambda_1 \lambda_2 e^{-\lambda_1 t_1} e^{-\lambda_2 t_2} dt_1 dt_2,$$

le nombre des atomes ayant la destinée $t_1, t_2, \ldots, t_n$ sera

$$dn_{12\ldots n} = N_0 \lambda_1 \lambda_2 \lambda_n e^{-\lambda_1 t_1} e^{-\lambda_2 t_2}, \ldots, e^{-\lambda_n t_n} dt_1 dt_2, \ldots, dt_n.$$

Il est facile de montrer que cette équation, qu'on pourrait appeler *équation de la destinée*, et qui exprime simplement les résultats expérimentaux, permet de résoudre simplement les différents problèmes de radioactivité. En particulier, on peut obtenir rapidement la solution du problème des n corps. Les quantités $t_1, t_2, \ldots$ sont des variables indépendantes. Pour obtenir le nombre des atomes de la $n^{\text{ième}}$ substance qui se transforment entre l'instant

$$T = t_1 + t_2 - t_3 + \ldots - t_n,$$

et l'instant $T + \Delta T$, il suffit d'intégrer l'expression

$$n = N_0 \lambda_1 \lambda_2, \ldots, \lambda_n \int\int\int\int, \ldots, \int e^{-\lambda_1 t_1} e^{-\lambda_2 t_2}, \ldots, e^{-\lambda_n t_n} dt_1 dt_2, \ldots, dt_n$$

entre les limites déterminées par les conditions du problème. L'intégration se fait immédiatement et conduit au résultat déjà connu.

Quelques remarques peuvent être faites immédiatement. Pour que tous les atomes de la substance mère aient subi la transformation finale, il faut que les quantités $t_1, t_2, \ldots$ aient pris toutes les valeurs possibles depuis zéro jusqu'à l'infini: il en résulte que toutes les combinaisons possibles entre les durées de vie ont été envisagées, ce qu'on peut exprimer en disant que toutes les destinées sont possibles; leurs probabilités sont seulement très variables.

La probabilité de la destinée $t_1, t_2, \ldots$ est représentée par le rapport

$$\frac{dn_{12\ldots n}}{N_0} = \lambda_1 \lambda_2, \ldots, \lambda^n e^{-\lambda_1 t_1} e^{-\lambda_2 t_2}, \ldots, e^{-\lambda_n t_n} dt_1, \ldots, dt_n;$$

on voit que la destinée la plus probable est celle pour laquelle

$$t_1 = t_2, \ldots, t_n = 0,$$

c'est-à-dire la transformation immédiate de l'état initial à l'état final en passant instantanément par tous les états intermédiaires.

Si l'on convient de mesurer les temps t_1 en prenant la vie moyenne θ_1, comme unité, les temps t_2 en prenant θ_2 comme unité, etc., l'équation de la destinée prend une forme plus simple; on a

$$\lambda_1 t_1 = T_1, \qquad \lambda_2 t_2 = T_2, \quad \ldots,$$
$$dn_{12\ldots n} = N_0 e^{-(T_1+T_n+\ldots T_n} dT_1 dT_2, \ldots, dT_n;$$

on voit que les destinées ayant la même probabilité sont celles pour lesquelles la somme $T_1 + T_2 + \ldots + T_n$ est la même.

Il y aurait beaucoup d'autres observations à faire au sujet de ces équations dont les propriétés paraissent très curieuses.

Dans l'hypothèse où la destinée de chaque atome de la substance mère est seulement déterminée par l'état particulier de cet atome, l'ensemble des destinées ainsi déterminées à l'avance doit coïncider avec l'ensemble des destinées indiquées par l'expérience et qui est représenté par l'équation précédente. Si la destinée est déterminée à l'avance, il doit exister une relation plus ou moins compliquée entre les durées de vie dans les différents états. On peut alors grouper ensemble les atomes dont les durées de vie suivent la même relation. J'examinerai seulement le cas où il existe des relations linéaires entre les différents temps T_1, T_2, etc. Un groupe pourra être constitué par les atomes pour lesquels on a

$$T_1 = a + bT_2, \qquad T_2 = a' + b'T_3, \qquad \ldots.$$

On aboutit à ce résultat que pour ce groupe particulier d'atomes, les transformations dans tous les états se font suivant des lois exponentielles simples, au lieu d'une somme de termes contenant chacun une exponentielle différente, qui est obtenue lorsque l'on considère l'ensemble des atomes. Pour pouvoir représenter l'ensemble des destinées indiquées par l'expérience, il faut supposer qu'il existe une diversité très particulière dans la nature des atomes de la substance mère, car chaque paramètre a, a', b, b', etc. doit alors prendre toutes les valeurs possibles. On est ainsi amené à imaginer une complication extrême dans la composition de la substance mère. Il devrait exister des différences permanentes entre les constitutions internes des atomes d'une même substance, et cela devrait entraîner des différences entre leurs propriétés; c'est ce qui n'a jamais pu être constaté d'une manière certaine. On voit à quelle complication on aboutit et l'hypothèse qui vient d'être examinée paraît ainsi peu vraisemblable.

Une autre explication doit être recherchée. Quoique l'agitation thermique puisse difficilement constituer un élément de désordre pouvant intervenir dans les phénomènes radioactifs, la loi élémentaire de transformation se présente cependant comme une loi de hasard, qui nécessite que la probabilité de transformation dans un temps court soit la même pour tous les atomes d'une même substance dans le cours du temps. La nécessité de considérer la loi de transformation comme une loi de hasard s'impose encore plus fortement à l'esprit lorsque l'on observe la destruction d'un nombre d'atomes qui n'est pas infiniment grand. Dans ce cas, on peut constater des écarts très nets autour de la loi exponentielle ordinaire. Ces écarts sont absolument fortuits et les transformations individuelles des atomes se font d'une manière désordonnée, quoique la loi moyenne soit bien régulière.

On est ainsi conduit à faire l'hypothèse qu'il existe réellement un élément de désordre faisant passer les atomes par un grand nombre d'états différents dans un temps très court, mais que cet élément de désordre *est distinct de l'agitation thermique.*

Le plus simple est de supposer que l'atome lui-même renferme un élément de désordre. On peut imaginer par exemple, qu'il existe dans l'atome des éléments infiniment petits doués de mouvements désordonnés analogues à ceux des molécules dans un gaz enfermé dans un récipient [1]. Cette agitation intra-atomique pourra déterminer, dans certains cas, un état instable suivide l'explosion de l'atome. La probabilité de cet état instable doit dépendre seulement de cette agitation intra-atomique et être à peu près indépendante des agents physiques dont nous disposons aujourd'hui.

Si l'agitation se produit sur un grand nombre d'éléments d'une manière suffisamment désordonnée, la probabilité de transformation restera la même pour chaque atome. Les lois de transformations radioactives résulteront directement de ce fait. Les atomes passeront par un grand nombre d'états différents, mais l'état moyen restera constant et les propriétés fondamentales de l'atome seront constantes et les mêmes exactement pour tous les atomes d'une même espèce.

Cet élément de désordre intra-atomique devrait avoir une influence plus ou moins grande sur les phénomènes autres que les phénomènes

---

[1] Il n'est peut-être pas impossible d'imaginer un désordre intra-atomique d'une nature spéciale, qui ne serait pas modifié d'une manière appréciable lorsque la violence des chocs moléculaires et leur nombre varient dans de larges limites, et qui cependant serait entretenu par l'agitation thermique.

de radioactivité, et il est très important de rechercher comment il pourrait intervenir.

M. H. Poincaré, qui a examiné dans sa conférence l'hypothèse proposée ici, a fait à ce sujet quelques remarques très intéressantes.

On voit par cette discussion que la recherche des causes de la transformation des atomes radioactifs est un problème très difficile.

Cependant on peut en conclure que la particule infiniment petite que nous désignons sous le nom d'*atome* est un système extrêmement compliqué. L'atome n'est pas composé seulement de charges électriques animées de mouvements plus ou moins réguliers. Il doit comprendre deux parties assez distinctes l'une de l'autre. La première région constituant la partie externe de l'atome, se révèle à nous par des manifestations diverses (rayonnement électromagnétique, liaisons moléculaires, etc.); elle est sensible aux actions que nous pouvons faire agir de l'extérieur (champ magnétique, décharges électriques, etc.); c'est dans cette région que se produisent les mouvements réguliers des charges électriques. La seconde région est pour ainsi dire inaccessible, par un procédé inconnu elle se trouve protégée très efficacement des agents physiques extérieurs, elle doit renfermer certains éléments dans un état continuel d'agitation désordonnée et l'on peut penser qu'elle est le siège du phénomène de gravitation. Le volume occupé par ce noyau interne est peut-être extrêmement petit par rapport au volume total de l'atome, de telle sorte que les atomes peuvent recevoir des chocs de l'extérieur et même être traversés de part en part par des projectiles sans que le noyau central soit affecté ni même réellement rencontré. Ce noyau central ne se révèle à nous que lors d'une explosion violente amenée accidentellement par l'agitation désordonnée interne.

Cette image de l'atome est assez semblable à celle d'une planète dont l'atmosphère occupe un volume considérable par rapport à celui occupé par la masse solide ou liquide. L'atmosphère, sensible aux agents extérieurs, est le siège de phénomènes perceptibles du dehors, mais la masse interne ne se manifeste d'une manière tangible qu'au moment d'un cataclysme ou d'une éruption volcanique.

LES MOMENTS MAGNÉTIQUES DES ATOMES

ET LE MAGNÉTON [1],

PAR M. PIERRE WEISS.

Poisson, qui a donné le premier une théorie des phénomènes magnétiques, supposait, par analogie avec les phénomènes électrostatiques, que l'influence magnétique consiste en la séparation de deux fluides de propriétés opposées. Mais cette théorie ne rendait pas compte du phénomène important de la saturation. Celui-ci s'explique au contraire fort bien au moyen des aimants moléculaires imaginés par W. Weber ou des courants particulaires d'Ampère qui leur sont équivalents au moins tant qu'ils sont considérés comme invariables.

Depuis lors tous les auteurs qui se sont occupés du magnétisme ont opéré avec les moments magnétiques moléculaires. Maxwell, pour tenir compte des phénomènes d'hystérésis, a ajouté aux résistances élastiques s'opposant à la rotation des aimants élémentaires de Weber des résistances analogues à celles qu'opposent les métaux à des déformations permanentes. Ewing a vu fort bien que ces résistances passives ont leur source dans les actions mutuelles entre les molécules et en a déduit des explications qualitatives de plusieurs des particularités les plus intéressantes des phénomènes ferromagnétiques.

Langevin, dans sa remarquable théorie du paramagnétisme, établit une relation numérique précise entre le moment des molécules et les phénomènes observables du magnétisme faible. Ce moment moléculaire reste de même en évidence dans la théorie du champ moléculaire par laquelle j'ai étendu la théorie cinétique de Langevin

[1] Pour dispenser le lecteur de remonter aux Mémoires originaux j'ai intercalé aux pages 335 et 343, un *résumé* de la théorie du paramagnétisme de Langevin et de celle du champ moléculaire.

aux phénomènes ferromagnétiques. Cependant, malgré l'importance fondamentale de cette notion, il n'existait, il y a trois ans, aucune détermination précise d'un moment moléculaire ou atomique. Seul un calcul approché de Langevin, reposant sur des données numériques incertaines, contenait implicitement celle du moment de la molécule d'oxygène. Je me propose de montrer ce qui a été fait depuis pour combler cette lacune.

Le moment magnétique d'un aimant est le produit de la grandeur de l'un de ses pôles par leur distance. Lorsqu'un corps contient plusieurs aimants parallèles, le moment magnétique résultant est la somme des moments magnétiques composants. Si les aimants ne sont pas parallèles, on obtient le moment résultant par la règle du parallélogramme. Puisqu'on ne peut mesurer le moment magnétique d'un atome isolé, on doit le déduire du moment résultant d'un grand nombre d'atomes. Et cette détermination serait évidemment aussi facile et directe que possible si tous les moments magnétiques des atomes étaient parallèles. On cherchera donc à obtenir ce parallélisme par l'action d'un champ magnétique extérieur.

L'étude des ferromagnétiques montre que, dans certains cas au moins, les forces dérivant de l'énergie potentielle peuvent être surmontées par les champs magnétiques dont on dispose. Il est facile d'aimanter un morceau de fer à saturation dans n'importe quelle direction. Dans d'autres cas, comme celui de la pyrrhotine qu'on chercherait à aimanter perpendiculairement au plan magnétique, les forces internes s'opposeraient victorieusement aux champs les plus intenses.

L'énergie cinétique des molécules tend aussi à s'opposer à leur orientation par le champ. Elle a une valeur moyenne proportionnelle à la température absolue. Elle consiste non seulement dans les mouvements de translation des molécules, mais encore dans leurs mouvements d'oscillation ou de rotation. Le moment magnétique se présentera donc, en général, avec un certain raccourci dans la direction du champ. Pour trouver la somme des moments moléculaires, il faudra donc opérer dans le voisinage du zéro absolu où l'agitation thermique est extrêmement réduite. On voit comment, sans autre hypothèse que celle de l'existence même d'un moment de la molécule [1] et en s'appuyant des notions générales de dynamique,

---

[1] Au point de vue qui nous occupe, sauf quelques exceptions, la molécule est l'atome lui-même. Voir *Journ. de Phys.*, 5e série, t. I, 1911, p. 971.

on arrive pour les ferromagnétiques à la détermination des moments moléculaires ou atomiques.

En réalité, comme nous le verrons plus loin, une analyse plus complète des phénomènes, montre que s'il est *nécessaire* d'observer dans le voisinage du zéro absolu, cette condition n'est pas toujours suffisante. Dans les paramagnétiques on reste, même aux températures les plus basses, extrêmement loin de l'alignement complet.

En 1905, Kamerlingh Onnes et moi [1] avons entrepris la détermination des moments atomiques du fer, du nickel et du cobalt et du moment moléculaire de la magnétite Fe^3O^4. A cet effet, nous comparions l'aimantation à saturation de ces substances dans l'hydrogène liquide qui bout à 20° absolus sous la pression atmosphérique avec la valeur connue de cette quantité à la température ordinaire. Pour le fer et le nickel l'expérience a réussi, la physionomie même des courbes d'aimantation montrait que la saturation était obtenue. Pour le cobalt et la magnétite, il n'en a pas été ainsi, à cause sans doute des énergies potentielles d'origine magnétocristallines empêchant l'alignement complet. Nous avons trouvé pour le moment de l'atome-gramme du

Fer	12,360
Nickel	3,370

Nous nous sommes posé la question de la rationalité des rapports entre les moments atomiques, et nous avons conclu négativement. Si nous avions fait la comparaison sur les nombres définitifs au lieu de la faire sur les nombres bruts, avant diverses petites corrections, nous aurions peut-être été frappés de l'extrême exactitude avec laquelle le rapport 11 : 3 est réalisé. On a en effet :

Fer	$12,360 = 11 \times 1123,6$
Nickel	$3,370 = 3 \times 1123,3$

J'anticipe ici sur la démonstration que je vais donner de la généralité des rapports rationnels entre les moments atomiques et j'appelle *magnéton* la partie aliquote commune

$$1123,5.$$

Comme les nombres ci-dessus se rapportent à l'atome-gramme, 1123,5 sera le magnéton-gramme. En divisant par le nombre

---

(1) *Journ. de Phys.*, 5e série, t. IX, 1910, p. 555.

d'Avogadro $68,5 \times 10^{22}$, on obtient le magnéton lui-même

$$16,4 \times 10^{-22}.$$

C'est le moment d'un petit aimant élémentaire qui serait contenu onze fois dans l'atome de fer et trois fois dans l'atome de nickel. Les magnétons d'un même atome seraient rigoureusement parallèles entre eux.

Pour le cobalt, la lacune a été comblée plus tard indirectement par une série de mesures que j'ai prié O. Bloch d'effectuer sur les alliages de nickel et de cobalt ([1]). Jusqu'à 70 pour 100 de nickel on obtient sans peine la saturation aux basses températures et cette quantité varie linéairement sur la teneur; elle suit la loi des mélanges. En prolongeant la droite jusqu'à 100 pour 100 de cobalt, on trouve 8,925 magnétons, c'est-à-dire 9 au degré de précision des expériences.

Résumé de la théorie du paramagnétisme de Langevin. — Pour déterminer les moments atomiques des substances paramagnétiques, il faut faire appel à la théorie cinétique de Langevin. Je vais en donner un résumé s'appuyant presque textuellement sur le Mémoire original ([2]). Langevin a su voir que le paramagnétisme était un problème de dynamique statistique dont la solution est donnée par la loi de Maxwell-Boltzmann, sur la répartition des molécules entre des positions correspondant à des valeurs différentes de l'énergie potentielle.

Considérons l'une quelconque des coordonnées x d'une molécule faisant partie d'un système en équilibre statistique, choisie de telle façon que toutes les valeurs de cette coordonnée, entre certaines limites, soient également probables en l'absence de toute force extérieure. Appliquons ensuite un système, les forces dérivant d'une énergie potentielle W, fonction de x. La probabilité pour que x soit compris entre x et $x + dx$ cesse d'être égale à une constante multipliée par dx; elle devient

$$dP = C e^{-\frac{W}{rT}} dx,$$

où C est une constante, r la constante de l'équation des gaz parfaits rapportée à la masse d'une molécule et T la température absolue.

x peut être aussi bien une coordonnée de translation ou de direc-

---

([1]) O. Bloch, *Thèse*, Zurich 1912.

([2]) Langevin, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8e série, t. IV, 1905, p. 70; *Journ. de Phys.*, 4e série, t. IV, 1905, p. 678.

tion. Pour les molécules d'un gaz paramagnétique, toutes les directions de l'axe magnétique sont également probables en l'absence d'un champ extérieur. Si l'on considère un angle solide $d\omega$, la probabilité pour que la direction de l'axe soit comprise dans $d\omega$ sera égale à une constante multipliée par $d\omega$. Si l'on fait agir un champ H on a

$$W = -\mu H \cos\alpha,$$

μ étant le moment de la molécule et α l'angle de son axe avec le champ : et cette probabilité devient

$$dP = C e^{\frac{\mu H \cos\alpha}{rT}} d\omega.$$

Si l'on considère, non une molécule déterminée, mais un grand nombre N de molécules de même espèce, dP est proportionnel au nombre dN de molécules dont la direction est comprise dans l'angle solide $d\omega$. On a donc

$$dN = K e^{\frac{\mu H \cos\alpha}{rT}} d\omega,$$

avec une nouvelle constante K.

Prenons pour élément $d\omega$ une zone d'ouverture $d\alpha$ autour de la direction du champ

$$d\omega = 2\pi \sin\alpha \, d\alpha,$$

α variant de o à π.

Si N, le nombre total des molécules, est connu K est déterminé: on doit avoir en effet en posant

$$\frac{\mu H}{rT} = a,$$

$$N = 2\pi K \int_0^{\pi} e^{a \cos\alpha} \sin\alpha \, d\alpha = 2\pi K \int_{-1}^{+1} e^{ax} dx,$$

$$N = \frac{2\pi K}{a}(e^{a} - e^{-a}),$$

ou

$$K = \frac{N a}{4\pi \operatorname{sh} a}.$$

Le moment magnétique résultant des N molécules est évidemment dirigé parallèlement au champ et est égal à la somme des projections des moments composants sur cette direction. Pour la molécule-gramme, supposée contenir les N molécules, ce moment résultant représente l'aimantation moléculaire

$$\sigma_m = \int \mu \cos\alpha \, dN = \int_{-1}^{+1} 2\pi\mu K x e^{ax} dx.$$

Or

$$\int_{-1}^{+1} x e^{ax}\, dx = 2\left(\frac{\operatorname{ch} a}{a} - \frac{\operatorname{sh} a}{a^2}\right);$$

d'où

$$\sigma_m = N\mu\left(\coth a - \frac{1}{a}\right).$$

L'aimantation, pour un nombre donné de molécules, est fonction seulement de a, c'est-à-dire de $\frac{H}{T}$, conformément à un résultat que Langevin, dans le même Mémoire, avait déjà déduit de considérations de thermodynamique pure.

L'expression entre parenthèses est nulle en même temps que a, proportionnel à H, et tend vers l'unité quand a augmente indéfiniment, l'aimantation moléculaire tendant alors vers la valeur maximum

$$\sigma_{m_0} = N\mu,$$

qui correspond à l'orientation parallèle au champ de tous les aimants moléculaires. On peut désigner cet état limite par *saturation absolue* pour le distinguer des saturations des ferromagnétiques aux diverses températures dont il sera question plus loin.

Pour atteindre une fraction donnée de la saturation absolue, c'est-à-dire pour donner à a une valeur déterminée, il faudra une intensité de champ H proportionnelle à la température absolue. La courbe d'aimantation d'un gaz paramagnétique sera donc représentée par

$$(2) \qquad \frac{\sigma_m}{\sigma_{m_0}} = \coth a - \frac{1}{a} = f\left(\frac{H}{T}\right).$$

En se limitant au premier terme du développement en série par puissances croissantes de a, on trouve

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_{m_0}} = \frac{a}{3},$$

et, à cause de (1),

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_{m_0}} = \frac{\mu H}{3rT}.$$

En multipliant haut et bas par N et en remarquant que $\mu N = \sigma_{m_0}$ et $rN = R$ est la constante de l'équation des gaz parfaits rapportée à la molécule-gramme ($R = 83{,}155 . 10^6$ ergs par degré)

$$\frac{\sigma_m}{H} = \frac{\sigma_{m_0}^2}{3RT},$$

$\frac{\sigma_m}{H} = \chi_m$ est le coefficient d'aimantation moléculaire; il est inversement proportionnel à la température absolue. C'est la loi de Curie. La Constante de Curie moléculaire est

$$C_m = \chi_m T = \frac{\sigma_{m_0}^2}{3R}. \tag{3}$$

Langevin ajoute la remarque : « Toutes les substances magnétiques assez peu denses pour que les actions mutuelles entre molécules soient négligeables, comme les solutions étendues de sels ferriques, par exemple, devront avoir des courbes d'aimantations exactement semblables. »

Le magnéton dans les corps paramagnétiques dissous. — La Constante de Curie est donnée par la mesure de χ_m à une température connue.

On peut donc, au moyen de l'équation (3), calculer le moment moléculaire σ_{m_0}. J'ai fait ce calcul avec les déterminations de P. Pascal

Fig. 1.

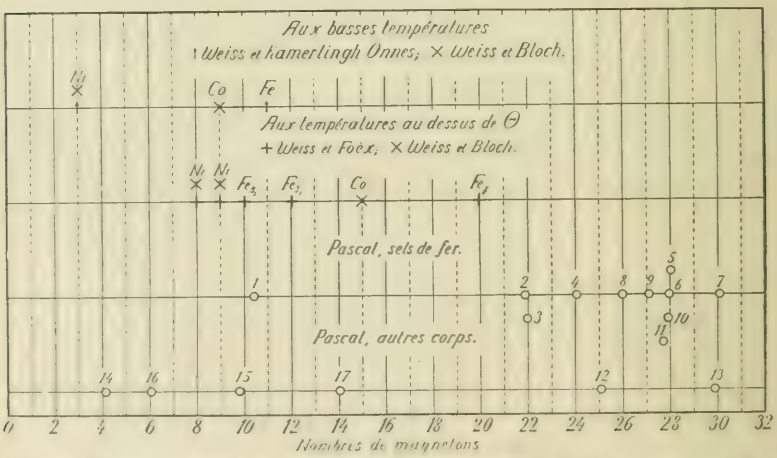


Fig. 1. — 1. Ferricyanure de potassium et ammonium. — 2. Pyrophosphate de fer et d'ammonium. — 3. Citrate de fer et d'ammonium. — 4. Ferripyrophosphate de sodium. — 5. Ferrimétaphosphate de sodium. — 6. Chlorure ferrique. — 7. Sulfate ferrique. — 8. Ferrométaphosphate de potassium. — 9. Ferrooxalate de sodium. — 10. Ferropyrophosphate de sodium. — 11. Sulfate ferreux. — 12. Chlorure de cobalt. — 13. Sulfate de manganèse. — 14. Permanganate de potassium. — 15. Sulfate de cuivre. — 16. Sulfate de cuivre ammoniacal. — 17. Sulfate uraneux.

sur les sels paramagnétiques en solution étendue qui ont été faites avec grand soin et sont particulièrement intéressantes à cause du

grand nombre de types chimiques qu'elles embrassent. Il y a notamment parmi elles 11 sels de fer. Ils présentent cette propriété remarquable que le moment de l'atome de fer a toute une série de valeurs différentes suivant la nature de la combinaison dans laquelle il est engagé. Ces moments sont représentés graphiquement sur la troisième ligne horizontale de la figure 1.

Dans cette figure la grille à barreaux verticaux a été tracée avec la valeur du magnéton trouvée précédemment. Les traits pleins correspondent aux nombres pairs, les pointillés aux nombres impairs de magnétons. Le point du nickel se trouve donc par définition sur le troisième barreau, le point du fer sur le onzième, la détermination indirecte faite par O. Bloch sur le cobalt sur le neuvième barreau. Les points des sels de fer viennent se placer d'une manière frappante sur les traits verticaux.

Les divers moments de l'atome de fer ont donc la même partie aliquote commune avec les moments de l'atome de fer et de nickel aux basses températures.

On peut examiner ces résultats sur les sels de fer indépendamment de tout rapprochement avec les métaux eux-mêmes aux basses températures. Les cinq points équidistants en 22, 24, 26, 28 et 30 attirent l'attention. Ceux en 22 et 28 ont été observés plusieurs fois. Par la méthode des moindres carrés, on trouve, en utilisant ces cinq points, pour la raison de la progression arithmétique que forment leurs abscisses,

$$2256,5.$$

Cette raison est contenue dans le terme du milieu 12,95 fois, c'est-à-dire 13 fois au degré de précision des expériences, et la progression a un terme nul. En se servant de ce renseignement on obtient une nouvelle détermination plus précise de la raison

$$2244,1,$$

et l'observation n° 9 sur le ferrooxalate de sodium montre que pour obtenir une partie aliquote commune à tous les moments atomiques du fer, il faut encore diviser ce nombre par 2. On trouve alors

$$1122,1,$$

qui ne diffère que de $\frac{1,3}{1000}$ du nombre déduit des observations faites sur les métaux aux très basses températures.

Pour apprécier la valeur démonstrative de cette concordance, il

faut remarquer que si les moments magnétiques des métaux aux basses températures sont probablement exacts à un petit nombre de millièmes près, les valeurs *absolues* des déterminations de Pascal sont exposées à une incertitude beaucoup plus grande. Elles sont rapportées à la susceptibilité de l'eau qui a été admise égale à $0,75 . 10^{-6}$. Or, Curie donnait il n'y a pas bien longtemps pour cette quantité $0,79 . 10^{-6}$ et des mesures récentes semblent indiquer que la valeur exacte pourrait fort bien, au contraire, être inférieure de 4 pour 100 à celle que Pascal a adoptée. Puisqu'on extrait une racine carrée, la détermination des moments atomiques resterait affectée d'une erreur systématique de 2 pour 100. L'identité du magnéton provenant de ces deux origines indépendantes n'est donc ni plus ni moins démonstrative que si la concordance se produisait à 2 pour 100 environ.

Le Tableau suivant contient les résultats du calcul pour les sels de fer. La colonne $n = \frac{\sigma_{m_a}}{1123,5}$ donne le nombre calculé de magnétons, la colonne n, le nombre entier voisin. L'avant-dernière colonne donne la valeur de l'écart et montre que, les premier et dernier sels exceptés, tous ces résultats sont favorables à la loi des nombres entiers. La dernière colonne indique, en pour 100, à quelle erreur sur le moment atomique il faut faire appel pour expliquer la différence.

N du graphique.	Substance.	$\chi_m . 10^6$.	σ_{m_a}.	$n = \frac{\sigma_{m_a}}{1123,5}$.	n' nombre entier.	$n' - n$.	$100 \frac{n' - n}{n'}$.
1	Ferricyanure de K et ammonium	1730	11700	10,41	10	—0,41	—4,15
2	Pyrophosphate ferrique et d'ammonium	7990	24600	21,89	22	—0,11	—0,5
3	Citrate ferrique et d'ammonium	8040	24680	21,96	22	—0,04	—0,16
4	Ferripyrophosphate de Na	9660	27100	24,04	24	—0,04	—0,15
5	Ferrimétaphosphate de Na	13000	31500	28,03	28	—0,03	—0,1
6	Chlorure ferrique	13100	31590	27,93	28	—0,07	—0,25
7	Sulfate ferrique	15200	33800	30,09	30	—0,09	—0,3
8	Ferrométaphosphate de K	11300	29200	25,99	26	—0,01	—0,05
9	Ferrooxalate de Na	12300	30480	27,11	27	—0,11	—0,47
10	Ferrométaphosphate de Na	13000	31570	27,91	28	—0,09	—0,32
11	Sulfate ferreux	12900	31120	27,69	28	—0,31	—1,1

La quatrième ligne du graphique porte les points fournis par des corps paramagnétiques autres que des sels de fer, mesurés par Pascal. Pour la discussion de ces dernières expériences, je renvoie au Mémoire

détaillé [1]. Je me bornerai à ajouter qu'elles montrent que les moments atomiques du cuivre, du manganèse, du cobalt, de l'uranium sont aussi des multiples du magnéton. Les expériences de Liebknecht et Wills permettent d'y joindre encore le nickel et le chrome.

Le magnéton dans les corps paramagnétiques à l'état solide. — Si l'extension de la théorie des gaz paramagnétiques aux solutions ne souffrait aucune difficulté, il n'en est plus de même, à première vue, pour les solides paramagnétiques. Mais si l'on considère les corps *amorphes*, on sera conduit à penser que ce qui la distingue des gaz et des solutions, c'est moins des forces s'opposant à la rotation, que la rareté relative des instants où l'agitation thermique fournira à une molécule déterminée l'espace nécessaire pour effectuer un mouvement. Les molécules sont, par suite de la grande densité, bloquées la plus grande partie du temps par les molécules voisines. L'état final de l'équilibre statistique sera donné par la même loi que pour les gaz, le *temps de relaxation* nécessaire pour y atteindre sera seul plus long, quoique encore très court probablement par rapport aux durées mesurables.

Dans les corps cristallisés il y a des énergies potentielles de rotation caractéristiques de la structure cristalline qui empêchent l'assimilation aux gaz. Mais un calcul qui en tient compte, montre que la *moyenne* des coefficients d'aimantation mesurés suivant trois directions rectangulaires doit fournir la même Constante de Curie que si la rotation des molécules était parfaitement libre. On pourrait donc opérer sur des cristaux dont on mesurerait le coefficient d'aimantation dans trois directions rectangulaires. Il est plus simple de mesurer le coefficient d'aimantation de substances pulvérisées. Ce qu'on obtient ainsi est équivalent à la moyenne d'un grand nombre de moyennes suivant trois directions rectangulaires et par suite aussi à ce qu'aurait donné la même substance dépourvue de structure cristalline.

Le Tableau suivant reproduit les résultats fournis par une série de mesures faites par Mlle E. Feytis.

---

[1] *Journ. de Phys.*, 5e série, t. I, 1911, p. 977.

Substance.	$\chi_m \cdot 10^6$.	σ_{m_0}.	$n = \frac{\sigma_{m_0}}{1125,5}$.	n' nombre entier.	$n' - n$.	$100 \frac{n' - n}{n'}$.
Cl^3 sublimé	14650	32400	28,83	29	+0,17	+0,58
Cl^3, $5NH^3Cl$, H^2O	12940	30570	27,21	27	+0,21	+0,78
F^3, $3NH^3F$	14820	32660	28,94	29	+0,06	+0,46
F^3, $2NH^3F$, H^2O	14965	32800	29,19	29	—0,19	—0,64
F^3, $3H^2O$	7899	23860	21,23	21	—0,23	—1,10
cétylacétonate ferrique	10922	28150	25,05	25	—0,05	—0,21
Mn^3O^4	5730	20190	17,97	18	+0,03	+0,16
Cl^3	7027	22510	20,04	20	—0,04	—0,18
cétylacétonate cobalteux	7767	23730	21,12	21	—0,12	—0,55
$[Cr(NH^3)^6][Cr(C^2O^4)^3] - 3H^2O$	14160	22650	20,16	20	—0,16	—0,80
$[Cr(NH^3)^6, C^2O^4)][Cr(NH^3)^2, C^2O^4)^2]$ $+ 3H^2O$	14160	22650	20,16	20	—0,16	—0,80

Il n'y a pas, pour ces mesures, à faire les mêmes réserves sur les valeurs *absolues* que pour celles de Pascal. Elles sont, par l'intermédiaire d'une substance de comparaison envoyée à Mlle Feytis, rapportées à la même unité que les mesures sur les métaux aux très basses températures.

La comparaison des colonnes n et n' montre encore que les nombres de magnétons trouvés pour ces différents corps sont en général très voisins de nombres entiers. On peut préciser de la manière suivante. Si ces nombres étaient distribués au hasard, les valeurs absolues de $n' - n$ varieraient entre 0 et 0,5 et leur valeur moyenne serait 0,25. Au lieu de cela la valeur la plus grande est 0,23 et la moitié environ des différences est extrêmement petite. On peut trouver une limite supérieure de la probabilité qu'aurait une telle distribution, si les grandeurs des moments atomiques étaient livrées au hasard. Dans le diagramme de la figure 1, divisons le plan en deux parties égales : celle où la valeur absolue de la différence entre le nombre observé et le nombre entier est inférieure à 0,25 et celle où elle est supérieure à 0,25. Si le schéma ainsi préparé était exposé à la pluie il n'arriverait qu'une fois sur 2^{11}, c'est-à-dire une fois sur 2048 que 11 gouttes de pluie tombassent toutes dans la première région. En réalité la distribution donnée par l'expérience est encore plus improbable, car dans cette évaluation il n'a pas été tenu compte de la très grande concentration des valeurs dans le voisinage des nombres entiers.

Les mesures de Mlle Feytis sont donc indiscutablement favorables à la loi des nombres entiers. Comme les mesures de Pascal, elles ont été faites avant que cette loi fût soupçonnée. Quelques mesures faites depuis ont apporté de nouvelles confirmations.

Théorie du champ moléculaire.

Je vais résumer ici la théorie du champ moléculaire qui, étendant les considérations cinétiques aux corps *ferromagnétiques*, permet de faire de nouvelles déterminations de moments atomiques.

J'admets que l'*action de l'ensemble des molécules d'une substance ferromagnétique sur l'une d'entre elles est équivalente à un champ magnétique* [1] *uniforme proportionnel à l'intensité d'aimantation et dirigé comme elle.* Ce champ moléculaire est donc défini par

$$H_m = NI,$$

où N est une constante et I l'intensité d'aimantation. Puisque cette dernière quantité est le moment magnétique par unité de volume, on peut aussi écrire, en appelant m le poids moléculaire et D la densité,

$$H_m = N\frac{D}{m}\sigma_m. \tag{4}$$

Les molécules qui contribuent effectivement à la production de ce champ sont contenues à l'intérieur d'une sphère d'action moléculaire.

Supposons d'abord que le champ moléculaire existe seul, et montrons que les corps ferromagnétiques peuvent prendre une aimantation finie en l'absence de tout champ extérieur. Quand le champ extérieur H_e est nul et que, par conséquent, le champ total se réduit au champ moléculaire H_m, donné par (4), l'équation (1) devient

$$a = \frac{\sigma_{m_0} ND}{mRT}\sigma_m; \tag{5}$$

cette équation est représentée, pour une valeur déterminée de la température T, par la droite OA de la figure 2. Combinée à l'équation (2),

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_{m_0}} = \coth a - \frac{1}{a}, \tag{2}$$

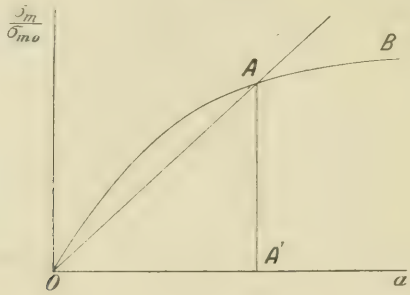
---

[1] Il est commode, au point de vue qui nous occupe ici, de se représenter provisoirement les actions mutuelles des molécules comme des forces magnétiques. Mais cela n'est nullement nécessaire. Les forces sont de nature quelconque, pourvu qu'il en résulte pour les molécules la même énergie potentielle de rotation que celle qui est exprimée par l'équation (4). Je montrerai dans un prochain Mémoire *pourquoi ces forces ne peuvent être magnétiques*, et ce qu'on peut dire, dès à présent, sur leur nature.

elle donne, par l'intermédiaire de la variable auxiliaire a, les systèmes de valeurs σ_m et T qui répondent à la question.

Cette solution est donnée graphiquement par les points d'intersection de la droite et de la courbe dans la figure 2. Le système $\frac{\sigma_m}{\sigma_m} = 0$, $a = 0$, et, par suite, $H = 0$ qui semble s'imposer d'abord, ne correspond pas un état stable. Cela est le cas, au contraire, pour

Fig. 2.



l'état représenté par le point A. Imaginons, en effet, que modifiant l'orientation des molécules par une intervention directe, on donne à $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m_0}}$ une valeur un peu inférieure à AA'. La valeur de a, donnée par la droite, sera alors un peu supérieure à celle qu'exige la courbe pour la même aimantation. Or, ces valeurs de a sont proportionnelles au champ moléculaire et au champ exigé par la formule de Langevin. Le premier l'emporte donc, et l'aimantation croîtra jusqu'à la valeur AA'. De même, une aimantation un peu supérieure à cette valeur tendra à y revenir.

Nous sommes donc invités à nous familiariser avec une *aimantation spontanée*, alors que l'expérience ne nous fait connaître l'aimantation que comme conséquence de l'application d'un champ magnétique actuel ou antérieur. Ce résultat n'a en soi rien qui doive surprendre, puisque d'une manière analogue un liquide peut exister, avec sa forte densité, sous une pression extérieure nulle, c'est-à-dire sous la seule pression intérieure. Reste à voir pourquoi, dans un morceau de fer ou d'acier à l'état neutre, cette aimantation échappe à nos sens. On se rend compte que, dans ce que nous avons dit, rien ne détermine la direction dans laquelle se produira l'aimantation spontanée. Livrée au hasard, elle prendra toutes les directions possibles dans une portion de la matière quelque peu étendue, qui paraîtra neutre par compensation.

Le hasard intervient par le mécanisme de la cristallisation confuse des corps solides. Disons, pour abréger, que la théorie se prête sans difficulté à une généralisation expliquant les propriétés ferromagnétiques d'un cristal isolé et à la synthèse de celles des matières cristallines isotropes en apparence.

On se rend compte maintenant que le rôle du champ extérieur est non de provoquer l'aimantation, mais de la rendre sensible à l'observation. On n'observera réellement l'aimantation spontanée, avec sa vraie grandeur, que lorsqu'on l'aura rendue exactement parallèle dans toute l'étendue de la substance, et pour cela un champ très intense est nécessaire. *L'aimantation spontanée est la saturation à la température considérée.*

Il ne faut pas confondre les saturations relatives dont nous parlons ici avec la saturation absolue de Langevin. Ces expressions ne désignent la même chose qu'au zéro absolu.

Il n'y a donc pas de différence essentielle entre un corps aimanté et un corps magnétique fortement aimantable. Ils sont, l'un et l'autre, aimantés à saturation; seulement dans l'un l'aimantation est coordonnée et dans l'autre elle est confuse.

Il est vrai que, en principe, un champ extérieur s'ajoutant au champ moléculaire, doit changer, non seulement l'orientation, mais encore la grandeur de l'aimantation. Seulement, les champs qui sont nécessaires pour déplacer le point figuratif d'une quantité tant soit peu appréciable sur la courbe de Langevin, sont tellement énormes qu'on pourra, en général, faire abstraction de ce dernier effet. Il cessera seulement d'en être ainsi quand on s'approchera de la température de disparition du ferromagnétisme spontané, dont il nous reste à parler.

Variation thermique de l'aimantation spontanée. — Lorsque la température s'élève, le coefficient angulaire de la droite OA augmente proportionnellement à T et, par conséquent, l'aimantation diminue. Elle s'annule pour la température Θ à laquelle la droite est tangente à la courbe au point O; Θ est la température absolue de perte du ferromagnétisme spontané, pour laquelle la désignation de Point de Curie a déjà été introduite. Cette température n'est pas sans une certaine analogie lointaine avec la température critique de la loi de compressibilité des fluides.

Pour calculer Θ à partir des données du problème, remarquons que quand T tend vers Θ, $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m_0}}$ et a tendent simultanément vers zéro dans

le rapport donné par

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_{m_0}} = \frac{a}{3},$$

qui, porté dans l'équation (5), donne

$$\Theta = \frac{\sigma_{m_0}^2 \cdot \mathrm{ND}}{3\,m\,\mathrm{R}}. \tag{6}$$

Au moyen de l'équation (3) on peut introduire dans (6) la Constante de Curie qu'aurait la substance, si, supprimant le champ moléculaire, on la rendait paramagnétique

$$\Theta = \frac{\mathrm{C}_m}{m}\,\mathrm{ND},$$

qui devient, avec la Constante de Curie C, rapportée à l'unité de masse, à la place de la constante moléculaire

$$\Theta = \mathrm{CND}. \tag{7}$$

L'intérêt de cette équation réside en ce qu'elle donne directement la constante N du champ moléculaire à partir de données accessibles à l'expérience. Nous verrons, en effet, bientôt comment on détermine C pour une substance ferromagnétique.

États correspondants magnétiques. — Si l'on divise (5) par (6) et si l'on y joint (2), on obtient les deux équations qui déterminent la courbe de variation thermique du magnétisme spontané par l'intermédiaire de la variable auxiliaire a sous la forme

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_{m_0}} = \coth a - \frac{1}{a}, \tag{9}$$

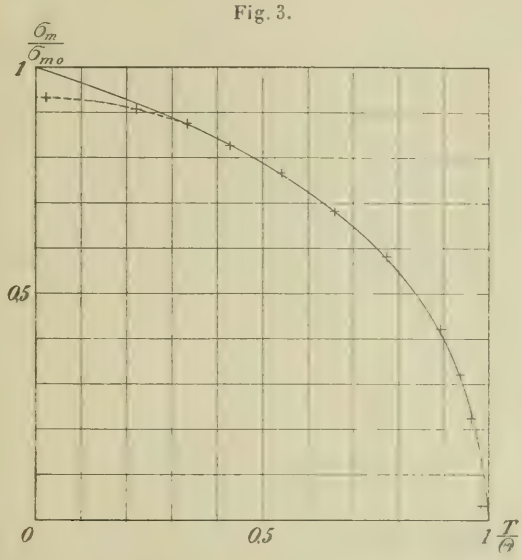
$$\frac{\mathrm{T}}{\Theta} = \frac{3}{a}\,\frac{\sigma_m}{\sigma_{m_0}}. \tag{8}$$

Cette loi est donc la même pour tous les corps, quand on les compare sous des états correspondants, caractérisés par les mêmes valeurs de $\frac{\mathrm{T}}{\Theta}$ et de $\frac{\sigma_m}{\sigma_m}$.

Vérifications expérimentales. — La figure 3 porte, outre la courbe théorique tracée en trait plein, les points obtenus expérimentalement pour la magnétite. Dans la plus grande partie de l'intervalle entre le zéro absolu et le Point de Curie, l'expérience concorde exactement avec la théorie. Un écart notable se fait sentir pour les

deux points aux températures les plus basses, celles de la neige carbonique et de l'hydrogène liquide. Pour la pyrrhotine, on a de même un accord très satisfaisant dans toute la partie de l'intervalle où l'exploration a pu être conduite sans complications provenant de

Fig. 3.



changements d'états, faciles à reconnaître ici. L'alliage Fe^2Ni obéit exactement à la loi théorique dans tout l'intervalle de O à Θ. Par contre, pour le fer, le nickel et le cobalt, la courbe théorique ne représente que grossièrement la physionomie générale du phénomène, l'aimantation croissant moins vite que ne l'indique la théorie quand la température s'abaisse, dans un intervalle beaucoup plus étendu que pour la magnétite.

L'expression de l'aimantation des corps ferromagnétiques en fonction de la température et du champ. — Supposons que le champ extérieur H_e soit différent de zéro. Le champ total agissant sur la substance est alors

$$H = H_e + NI. \tag{9}$$

Supposons donnée la valeur de $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m_0}}$, et, par conséquent, au moyen de l'équation (1), celle de a. Appelons T la température correspondant à cette aimantation en l'absence de tout champ extérieur, et T′ celle

qui lui correspond quand le champ extérieur est H. L'équation (5) peut s'écrire

$$(5) \qquad a\mathrm{RT} = \sigma_{m_0}\sigma_m \mathrm{N}\frac{\mathrm{D}}{m},$$

et, d'une manière analogue, (9) donne avec (1)

$$a\mathrm{RT}' = \sigma_{m_0}\mathrm{H}_e - \sigma_{m_0}\sigma_n \mathrm{N}\frac{\mathrm{D}}{m};$$

d'où

$$(10) \qquad a\mathrm{R}(\mathrm{T}' - \mathrm{T}) = \sigma_{m_0}\mathrm{H}_e.$$

Cette équation résout la question. Il faut apporter à la valeur de T, qu'on aurait observée si l'aimantation était spontanée, une correction $\mathrm{T}' - \mathrm{T}$ proportionnelle à H_e et inversement proportionnelle à a.

Quand l'aimantation est très faible, T tend vers Θ et

$$a = 3\frac{\sigma_m}{\sigma_{m_0}};$$

d'où

$$\frac{\sigma_m}{\mathrm{H}_e}(\mathrm{T}' - \Theta) = \frac{\sigma_{m_0}^2}{3\mathrm{R}} = \mathrm{C}_m,$$

à cause de (5), ou, en appelant $\chi_m = \frac{\sigma_m}{\mathrm{H}_e}$ le coefficient d'aimantation moléculaire à la température T,

$$(11) \qquad \chi_m(\mathrm{T}' - \Theta) = \mathrm{C}_m.$$

Ainsi, tandis que pour un corps purement paramagnétique on forme la Constante de Curie en multipliant le coefficient d'aimantation par la température absolue, *on obtient cette même constante pour un corps ferromagnétique en multipliant un coefficient d'aimantation mesuré au-dessus du Point de Curie par l'excès de la température d'observation sur celle de ce point.*

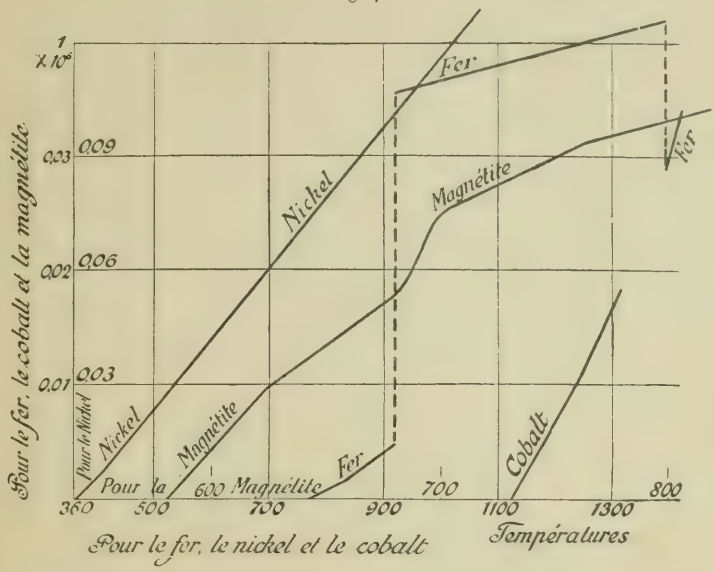
Cette relation est intéressante, en outre, par ce que la variation linéaire de $\frac{1}{\chi}$ en fonction de la température fournit une manière très simple et très précise de soumettre la théorie au contrôle de l'expérience. J'en ai signalé les vérifications déjà très satisfaisantes qui résultent des observations de Curie, qui, n'étant pas guidé par la théorie, n'avait pas aperçu cette loi. Des vérifications plus nombreuses et plus précises sont contenues dans un travail récent [1],

---

[1] P. Weiss et G. Foex, *Journ. de Phys.*, 5e série, t. I, 1911, p. 745.

auquel est empruntée la figure 4. Aucun des corps ferromagnétiques examinés n'y fait exception. Pour le nickel, la variation linéaire de $1 : \chi$ a été observée dans un intervalle de plusieurs centaines de degrés. Pour d'autres corps, on a plusieurs droites correspondant

Fig. 4.



chacune à un état particulier de la matière. Celles-ci se raccordent exceptionnellement entre elles par une région de transition de quelque étendue. Plus souvent on observe un coude brusque (discontinuité de la dérivée première), quelquefois aussi une discontinuité de la quantité χ elle-même.

Chaleur spécifique et champ moléculaire. — L'hypothèse du champ moléculaire a permis de reconnaître la véritable nature de l'anomalie thermique au Point de Curie, et de calculer sa grandeur. L'accident qui se produit à cette température dans les courbes de refroidissement n'est pas causé, comme on l'avait pensé, par la libération d'une chaleur de transformation, mais consiste dans une discontinuité (un accroissement brusque) de la chaleur spécifique vraie.

Il faut, en effet, pour obtenir la chaleur spécifique d'un corps magnétique, ajouter à ce que serait cette quantité si le corps n'était pas magnétique un terme

$$c' = \frac{1}{J}\frac{dE}{dt},$$

où J est l'équivalent mécanique de la calorie, E l'énergie d'aimantation rapportée à l'unité de masse

$$E = -\frac{1}{2} H_m \sigma, \tag{19}$$

H_m le champ moléculaire et σ l'aimantation spécifique.

Ce terme peut être déterminé par des expériences purement magnétiques. Il est très petit aux basses températures, croît rapidement dans le voisinage de Θ, et, lorsqu'on atteint cette température, tombe brusquement à zéro. Le phénomène thermique consiste donc en une chaleur de désaimantation dépensée dans tout l'intervalle du zéro absolu à Θ dont la cessation brusque produit la discontinuité.

Sans entrer dans le détail [1], je donne ici le Tableau des discontinuités des chaleurs spécifiques et des Points de Curie déterminés magnétiquement et calorimétriquement :

Magnétiquement.	Calorimétriquement.
Fer.	
$c_{(\Theta)} = 0.136$	$c_{(\Theta)} = 0,112$
$\Theta = 753^\circ + 273^\circ$	$\Theta = 758^\circ + 273^\circ$
Nickel.	
$c_{(\Theta)} = 0.025$	$c_{(\Theta)} = 0.027$
$\Theta = 376^\circ + 273^\circ$	$\Theta = 376^\circ + 273^\circ$
Magnétite.	
$c_{(\Theta)} = 0,048$	$c_{(\Theta)} = 0,050$
$\Theta = 588^\circ + 273^\circ$	$\Theta = 586^\circ + 273^\circ$

La concordance de ces nombres est aussi bonne que la difficulté des mesures permettait de l'espérer. Cette comparaison des résultats calorimétriques et magnétiques donne donc à la fois la solution de l'énigme des anomalies des chaleurs spécifiques des corps ferromagnétiques et l'un des appuis les plus solides à la théorie du champ moléculaire.

De ce qu'un dégagement de chaleur considérable apparaît ainsi lié à la manifestation de la propriété ferromagnétique on peut conclure qu'un champ extérieur n'a pas pour effet de produire l'intensité d'aimantation, mais seulement de la coordonner. Autrement son action serait, pour le fer, accompagnée d'une élévation de tempé-

[1] Voir *Journ. de Phys.*, 4e série, t. VII, 1908, p. 249.

rature de plusieurs centaines de degrés. *C'est donc une preuve indirecte de l'aimantation spontanée dans un champ nul.*

Les moments magnétiques des atomes ferromagnétiques aux températures élevées. — Je vais maintenant appliquer la théorie du champ moléculaire et plus particulièrement l'équation (11) qui

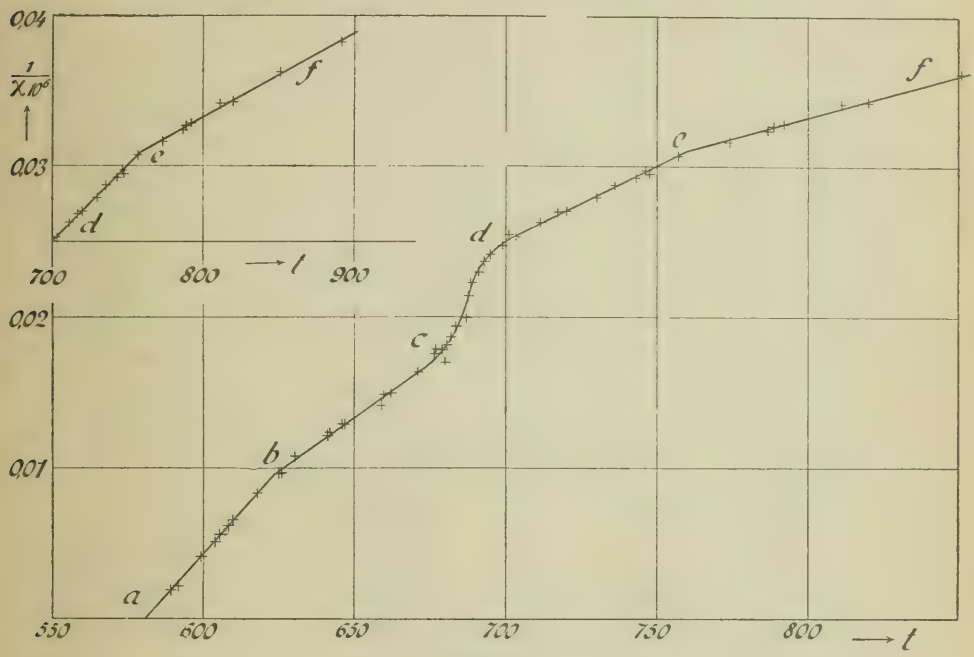


Fig. 5.

donne la Constante de Curie à la détermination de nouveaux moments atomiques. Nous avons déjà signalé la variation linéaire de $1 : \chi$ en fonction de la température et nous avons dit que lorsqu'un corps fournit plusieurs droites, chacune correspond à un état particulier de la matière.

Tel est le cas de la magnétite dont les valeurs de $1 : \chi$ sont représentées en fonction de la température dans la figure 5. Les points observés sont situés visiblement sur les quatre droites *ab, bc, de, ef* dont les deux dernières sont représentées chacune à deux échelles différentes. On peut en ajouter une cinquième tirée des expériences de Curie entre 900° et 1350° et située en dehors des limites de la figure. Si, faisant l'hypothèse qui se présente d'abord à l'esprit, on admet que les changements d'état consistent en des polymérisations avec con-

servation du moment magnétique, on ne trouve rien de simple et il faudrait en outre admettre que la molécule se complique quand la température s'élève, ce qui est contraire aux faits les plus habituels de la Chimie. Si au contraire, conservant à la molécule Fe^3O^4 son architecture générale, on détermine les moments magnétiques correspondant aux cinq droites, on trouve qu'ils sont entre eux comme

$$4 : 5 : 6 : 8 : 10.$$

Les droites tracées dans la figure 5 correspondent aux rapports simples ci-dessus: elles ne manifestent aucun écart systématique à partir des points observés.

Il est difficile d'apprécier la précision de ces expériences sur la magnétite. Elle n'est certainement pas très élevée à cause de la petitesse de l'intervalle de température correspondant à chaque droite. Néanmoins, ces mesures ont suggéré pour la première fois l'idée d'une même molécule pouvant prendre des moments magnétiques différents, ayant entre eux des rapports rationnels.

Les mesures sur les métaux au-dessus du Point de Curie ont fourni toute une série de Constantes de Curie et, par suite, autant de déterminations des moments moléculaires. On trouve ainsi [1] :

	Nombre de magnétons observé.	Nombre entier voisin.
Fer β_1	12,08	12
Fer β_2	10,04	10
Fer γ	19,95	20
Nickel ($T < 1200°$ abs.)	8,03	8
Nickel ($T > 1200°$ abs.)	8,96	9
Cobalt	15,01	15

Les moments moléculaires de ces substances sont donc encore, au degré de précision des expériences, des multiples entiers du magnéton.

Propriétés des alliages. — Les alliages des métaux ferromagnétiques ont révélé quelques particularités intéressantes. Dans les solutions solides, l'aimantation à saturation dans le voisinage

[1] Voir le Mémoire de mille *Journ. de Phys.*, 5e série, t. I, 1911, p. 982.

du zéro absolu varie linéairement en fonction de la composition centésimale. Les combinaisons chimiques ont, par contre, leur nombre de magnétons propre. Dans la série des ferro-nickels la combinaison $Fe^2 Ni$ dont l'existence, soit dit en passant, a été révélée précisément par les propriétés magnétiques, possède, pour la molécule entière $Fe^2 Ni$, 30 magnétons. L'aimantation à saturation aux très basses températures est représentée, dans l'intervalle total de 0 à 100 pour 100 de nickel, par deux droites dont l'une s'étend de Fe à $Fe^2 Ni$ et l'autre de $Fe^2 Ni$ à Ni.

Les Constantes de Curie que chaque alliage fournit au-dessus du Point de Curie obéissent aussi à la loi des mélanges. On peut donc déduire les Constantes de Curie des métaux purs en prolongeant la ligne droite qui les représente pour les alliages. Or, chose curieuse, en procédant ainsi dans l'intervalle $Fe^2 Ni$ — Ni, on trouve pour le nickel pur non la constante de Curie qu'il a dans le voisinage du du point Θ à 400°, mais celle qu'il prend à une température plus élevée de 500° environ, et qui correspond à 9 magnétons au lieu de 8.

Ce fait n'est pas isolé. Dans la série des ferro-cobalts, on rencontre son analogue dès les mesures aux très basses températures. Le fer pur a 11 magnétons, mais dans les solutions solides qu'il forme avec $Fe^2 Co$, il figure avec 10 magnétons et prend un état qu'il n'atteignait lorsqu'il était seul que dans la région β, à une température notablement plus élevée.

Ces faits si curieux peuvent être rapprochés de la variation du nombre de magnétons en fonction de la température rencontrée plusieurs fois chez les corps purs. On peut réunir ces deux propriétés dans une même proposition : L'état intérieur de l'atome, en ce qui concerne son nombre de magnétons, dépend non seulement de l'intensité des chocs qu'il subit, mais encore de la nature des atomes rencontrés.

Résumé et conclusions.

J'ai déterminé, par l'application de la théorie cinétique du magnétisme aux corps paramagnétiques dissous, aux corps paramagnétiques et ferromagnétiques solides, le moment magnétique de l'atome des métaux ferromagnétiques et d'un grand nombre d'autres atomes, pour lesquels il ne semblait pas qu'on dût facilement atteindre cette quantité.

Il s'est présenté cette circonstance très curieuse que le même

atome ne possède pas un moment magnétique unique, mais que cette quantité prend un certain nombre de valeurs différentes suivant les conditions de température, de liaison chimique dans lesquels l'atome se trouve. Toutes ces valeurs ont entre elles des rapports rationnels.

On peut donc trouver entre les moments magnétiques atomiques d'un même métal d'abord, une partie aliquote commune. On peut s'assurer ensuite que les parties aliquotes des différents atomes sont toutes les mêmes. Ce sous-multiple commun des moments atomiques a été appelé *magnéton*.

Si l'on admet, ce qui paraît extrêmement vraisemblable, que ce moment magnétique élémentaire réside dans un substratum matériel qui possédera probablement une masse pesante, on peut dire : le magnéton est un élément constituant commun à un grand nombre d'atomes magnétiques et sans doute à tous. La démonstration est faite actuellement pour les atomes de Fe, Ni, Co, Cr, Mn, V, Cu, Hg, U.

Doit-on s'en tenir aux éléments magnétiques? Le cas de l'oxygène, du cuivre, qui, suivant qu'ils sont libres, suivant la nature de la combinaison dans laquelle ils sont engagés, sont para- ou diamagnétiques, montre qu'on ne saurait établir une barrière infranchissable.

Mais un rapprochement très curieux avec une partie de la science en apparence très lointaine, les lois des spectres en séries, plaide fortement en faveur du magnéton, élément constituant universel de la matière. On sait que W. Ritz [1] a imaginé un mécanisme électromagnétique qui rend compte des séries suivant la loi de Balmer et les lois voisines. Le mécanisme de Ritz, très séduisant par lui-même, emprunte une grande vraisemblance du fait de l'insuccès sans espoir des tentatives faites dans d'autres voies et notamment de l'impossibilité d'aboutir par les vibrations élastiques. Il consiste, pour la partie qui nous intéresse ici, en bâtonnets de moments magnétiques donnés, identiques entre eux et juxtaposés d'une manière rigide en files linéaires.

Cet organe réalise précisément le moment magnétique à partie aliquote invariable auquel nous sommes arrivés.

La donnée numérique que, d'après les idées de Ritz, on peut déduire immédiatement de la constante des lois de Balmer et de

---

(1) W. Ritz, *Comptes rendus*, t. CXLV, 1907, p. 178; *Ann. der Phys.*, t. XXV, 1908, p. [illegible]; *Œuvres*, p. 98.

Rydberg est le champ que produit un pôle d'aimant élémentaire à une distance égale à la longueur de l'aimant. Ce champ est

$$\frac{\mu}{\varepsilon^2} = 1,168 \times 10^9.$$

Si l'on identifie l'élément de Ritz avec le magnéton, le moment magnétique de ce dernier est $\mu\varepsilon$ et l'on a

$$\mu\varepsilon = 16,4 . 10^{-22},$$

d'où

$$\varepsilon = 1,12 \times 10^{-10} \text{ cm}.$$

Cette détermination de la longueur du magnéton est subordonnée à la légitimité de l'assimilation de l'élément de Ritz au magnéton qui n'est pas démontrée. On peut remarquer cependant que la valeur trouvée paraît assez plausible ; il y a place dans un atome de diamètre compris entre 10^{-7} et 10^{-8} cm pour un grand nombre de magnétons placés bout à bout. L'électron, pour lequel les diverses théories donnent un diamètre voisin de 10^{-13}, est encore beaucoup plus petit que le magnéton.

Or les spectres en séries existent dans un grand nombres d'atomes le plus souvent diamagnétiques. L'identité de l'élément de Ritz et du magnéton entraînerait donc leur existence probable dans tous les atomes.

On sait encore très peu de chose sur les propriétés des magnétons. Ainsi la nature de la modification éprouvée par les corps dont le nombre de magnétons varie à une température déterminée, quelquefois avec une brusquerie qui fait penser à un point de fusion, est très mystérieuse et demande à être étudiée pour elle-même. Ce n'est pas une transformation allotropique au sens ordinaire du mot, puisque le cas de la magnétite montre que la molécule conserve, à travers ces transformations, son architecture générale avec le même nombre de degrés de liberté. Cette modification coûte-t-elle de l'énergie ? Y a-t-il d'autres caractères extérieurs qui l'accompagnent ? Il n'est possible de donner actuellement réponse à cette dernière question que sur un point : la constante du champ moléculaire, qui exprime l'action orientante mutuelle dans les ferromagnétiques, subit une variation en même temps que le nombre des magnétons.

La corrélation entre les nombres de magnétons d'un même atome, de fer par exemple, et le type chimique des combinaisons dans lesquelles il figure mérite tout particulièrement d'être approfondie. Les forces

chimiques sont-elles des attractions d'aimants élémentaires ? Les valences sont-elles dans l'un ou l'autre cas assimilables à des magnétons ?

Si l'on imagine, pour un instant, que l'existence de ces petits aimants, identiques entre eux et en nombre à la fois grand et variable dans le même atome, soit donnée *a priori*, on croirait leur démonstration expérimentale entourée des plus grandes difficultés. Les moments magnétiques devraient former des résultantes n'ayant plus aucun rapport simple avec leur grandeur. Il semblerait qu'on dût attendre la possibilité de les saisir de quelque phénomène exceptionnel comme ceux qui font jaillir l'électron de l'atome.

La facilité avec laquelle ils se manifesent, le caractère exceptionnel des cas où ils échappent à l'observation, sont eux-mêmes l'expression d'une propriété importante. Il est en effet tout à fait stupéfiant que ces aimants élémentaires se placent toujours de façon que leurs moments s'ajoutent algébriquement, c'est-à-dire parallèlement ou même bout à bout. Il est peut-être tout aussi curieux que parmi les mesures existantes, si peu suggèrent l'idée de mélanges de molécules de nombres de magnétons différents. On peut se demander si l'égalisation du nombre des magnétons ne serait pas une des conditions de l'équilibre des molécules de même espèce entre elles.

Enfin, on peut dire qu'après l'électron symbolisant les idées nouvelles sur la structure discontinue de l'électricité, le magnéton marque une évolution analogue dans la représentation des phénomènes magnétiques.

LES RAPPORTS

DE LA MATIÈRE ET DE L'ÉTHER,

PAR M. HENRI POINCARÉ.

Lorsque M. Abraham est venu me demander de clore la série des conférences organisées par la Société française de Physique, j'ai d'abord été sur le point de refuser; il me semblait que chaque sujet avait été entièrement traité et que je ne pourrais rien ajouter à ce qui avait été si bien dit. Je ne pouvais que chercher à résumer l'impression qui semble se dégager de cet ensemble de travaux, et cette impression est tellement nette que chacun de vous a dû l'éprouver tout aussi bien que moi et que je ne saurais lui donner aucune clarté nouvelle en m'efforçant de l'exprimer par des phrases. Mais M. Abraham a insisté avec tant de bonne grâce que j'ai fini par me résigner à des inconvénients inévitables dont le plus grand est de redire ce que chacun de vous a depuis longtemps pensé et dont le moindre est de traverser une foule de sujets divers sans avoir le temps de m'y arrêter.

Une première réflexion a dû frapper tous les auditeurs; les anciennes hypothèses mécanistes et atomistes ont pris dans ces derniers temps assez de consistance pour cesser presque de nous apparaître comme des hypothèses; les atomes ne sont plus une fiction commode; il nous semble pour ainsi dire que nous les voyons, depuis que nous savons les compter. Une hypothèse prend du corps et gagne en vraisemblance quand elle explique de nouveaux faits; mais cela peut arriver de bien des façons; le plus souvent elle doit s'élargir pour rendre compte des faits nouveaux; mais tantôt elle perd en précision en s'élargissant, tantôt il est nécessaire de greffer sur elle une hypothèse accessoire qui s'y adapte d'une façon plau-

sible, qui ne jure pas trop avec le porte-greffe, mais qui n'en est pas moins quelque chose d'étranger, d'imaginé tout exprès en vue du but à atteindre, qui est en un mot une sorte de coup de pouce; dans ce cas on ne peut pas dire que l'expérience a confirmé l'hypothèse primitive, mais tout au plus qu'elle ne l'a pas contredite. Ou bien encore, il y a entre les faits nouveaux et les faits anciens, pour lesquels l'hypothèse avait été primitivement conçue une connexion intime et de telle nature que toute hypothèse qui rend compte des uns doit par cela même rendre compte des autres, de telle sorte que les faits vérifiés ne sont nouveaux qu'en apparence.

Il n'en est plus de même quand l'expérience nous révèle une coïncidence qu'on aurait pu prévoir et qui ne saurait être due au hasard et surtout quand il s'agit d'une coïncidence numérique. Or ce sont des coïncidences de ce genre qui sont venues dans ces derniers temps confirmer les idées atomistes.

La théorie cinétique des gaz a reçu pour ainsi dire des étais inattendus. De nouvelles venues se sont exactement calquées sur elles; ce sont d'une part la théorie des solutions, et d'autre part la théorie électronique des métaux. Les molécules des corps dissous, de même que les électrons libres auxquels les métaux doivent leur conductibilité électrique, se comportent comme les molécules gazeuses dans les enceintes où elles sont enfermées. Le parallélisme est parfait et l'on peut le poursuivre jusqu'à des coïncidences numériques. Par là ce qui était douteux devient probable; chacune de ces trois théories, si elle était isolée, ne nous apparaîtrait que comme une hypothèse ingénieuse, à laquelle on pourrait substituer d'autres explications à peu près aussi vraisemblables; mais, comme dans chacun des trois cas, il faudrait une explication différente, les coïncidences constatées ne pourraient plus être attribuées qu'au hasard, ce qui est inadmissible, tandis que les trois théories cinétiques rendent ces coïncidences nécessaires. Et puis la théorie des solutions nous fait passer tout naturellement à celle du mouvement brownien où il est impossible de regarder l'agitation thermique comme une fiction de l'esprit, puisqu'on la voit directement sous le microscope.

Les brillantes déterminations du nombre des atomes faites par M. Perrin ont complété ce triomphe de l'atomisme. Ce qui entraîne notre conviction, ce sont les multiples concordances entre des résultats obtenus par des procédés entièrement différents. Il n'y a pas très longtemps, on se serait estimé heureux pourvu que les nombres trouvés eussent le même nombre de chiffres; on n'aurait même pas

exigé que le premier chiffre significatif fût le même; ce premier chiffre est aujourd'hui acquis; et ce qui est remarquable, c'est qu'on s'est adressé aux propriétés les plus diverses de l'atome. Dans les procédés dérivant du mouvement brownien, ou dans ceux où l'on invoque la loi du rayonnement, ce ne sont pas les atomes qu'on a comptés directement, ce sont les degrés de liberté; dans celui où l'on se sert du bleu du ciel, ce ne sont plus les propriétés mécaniques des atomes qui entrent en jeu, ils sont regardés comme des causes de discontinuité optique; enfin, quand on se sert du radium, ce qu'on compte, ce sont les émissions de projectiles. C'est à tel point que, s'il y avait eu des discordances, on n'aurait pas été embarrassé pour les expliquer, mais heureusement il n'y en a pas eu.

L'atome du chimiste est maintenant une réalité; mais cela ne veut pas dire que nous sommes près de toucher les éléments ultimes des choses. Quand Démocrite a inventé les atomes, il les considérait comme des éléments absolument indivisibles et au delà desquels il n'y a plus rien à chercher. C'est cela que cela veut dire en grec; et c'est d'ailleurs pour cela qu'il les avait inventés; derrière l'atome, il ne voulait plus de mystère. L'atome du chimiste ne lui aurait donc pas donné satisfaction, car cet atome n'est nullement indivisible, il n'est pas un véritable élément, il n'est pas exempt de mystère; cet atome est un monde. Démocrite aurait estimé qu'après nous être donné tant de mal pour le trouver, nous ne sommes pas plus avancés qu'au début; ces philosophes ne sont jamais contents.

Car, et c'est là la seconde réflexion qui s'impose à nous : chaque nouvelle découverte de la Physique nous révèle une nouvelle complication de l'atome. Et d'abord les corps qu'on croyait simples, et qui, à bien des égards, se comportent tout à fait comme des corps simples, sont susceptibles de se décomposer en corps plus simples encore. L'atome se désagrège en atomes plus petits. Ce qu'on appelle la *radioactivité* n'est qu'une perpétuelle désagrégation de l'atome. C'est ce qu'on a appelé quelquefois la transmutation des éléments, ce qui n'est pas tout à fait exact, puisqu'un élément ne se transforme pas en réalité en un autre, mais se décompose en plusieurs autres. Les produits de cette décomposition sont encore des atomes chimiques, analogues à bien des égards aux atomes complexes qui leur ont donné naissance en se désagrégeant, de sorte que le phénomène pourrait s'exprimer comme les réactions les plus banales, par une équation chimique, susceptible d'être acceptée sans trop de souffrances par le chimiste le plus conservateur.

Ce n'est pas tout, dans l'atome nous trouvons bien d'autres choses : nous y trouvons d'abord des électrons; chaque atome nous apparaît alors comme une sorte de système solaire, où de petits électrons négatifs jouant le rôle de planètes gravitent autour d'un gros électron positif qui joue le rôle de soleil central. C'est l'attraction mutuelle de ces électricités de nom contraire qui maintient la cohésion du système et qui en fait un tout; c'est elle qui règle les périodes des planètes et ce sont ces périodes qui déterminent la longueur d'onde de la lumière émise par l'atome; c'est à la self-induction des courants de convection produits par les mouvements de ces électrons que l'atome qui en est formé doit son inertie apparente et ce que nous appelons *sa masse*. Outre ces électrons captifs, il y a des électrons libres, ceux qui obéissent aux mêmes lois cinétiques que les molécules gazeuses, ceux qui rendent les métaux conducteurs. Ceux-là sont comparables aux comètes qui circulent d'un système stellaire à l'autre et qui établissent entre ces systèmes éloignés comme un libre échange d'énergie.

Mais nous ne sommes pas au bout : après les électrons ou atomes d'électricité, voici venir les magnétons ou atomes de magnétisme et qui nous arrivent aujourd'hui par deux voies différentes, par l'étude des corps magnétiques et par l'étude du spectre des corps simples. Je n'ai pas à vous rappeler ici la belle conférence de M. Weiss et les étonnants rapports de commensurabilité que ces expériences ont mis en évidence d'une façon si inattendue. Là aussi il y a des rapports numériques qu'on ne saurait attribuer au hasard et dont il faut chercher l'explication.

En même temps, il faut expliquer les lois si curieuses de la répartition des raies dans le spectre. D'après les travaux de Balmer, de Runge, de Kaiser, de Rydberg, ces raies se répartissent en séries et dans chaque série obéissent à des lois simples. La première pensée est de rapprocher ces lois de celles des harmoniques. De même qu'une corde vibrante a une infinité de degrés de liberté, ce qui lui permet de donner une infinité de sons dont les fréquences sont les multiples de la fréquence fondamentale; de même qu'un corps sonore de forme complexe donne aussi des harmoniques, dont les lois sont analogues, quoique beaucoup moins simples, de même qu'un résonateur de Hertz est susceptible d'une infinité de périodes différentes, l'atome ne pourrait-il donner, pour des raisons identiques, une infinité de lumières différentes. Vous savez que cette idée si simple a fait faillite, parce que, d'après les lois spectroscopiques,

c'est la fréquence et non son carré dont l'expression est simple; parce que la fréquence ne devient pas infinie pour les harmoniques de rang infiniment élevé. L'idée doit être modifiée ou elle doit être abandonnée. Jusqu'ici elle a résisté à toutes les tentatives, elle a refusé de s'adapter; c'est ce qui a conduit M. Ritz à l'abandonner. Il se représente alors l'atome vibrant comme formé d'un électron tournant et de plusieurs magnétons placés bout à bout. Ce n'est plus l'attraction électrostatique mutuelle des électrons qui règle les longueurs d'onde, c'est le champ magnétique créé par ces magnétons.

On a quelque peine à accepter cette conception, qui a je ne sais quoi d'artificiel; mais il faut bien qu'on s'y résigne, au moins provisoirement, puisque jusqu'ici on n'a rien trouvé d'autre et que cependant on a bien cherché. Pourquoi des atomes d'hydrogène peuvent-ils donner plusieurs raies ? Ce n'est pas parce que chacun d'eux pourrait donner toutes les raies du spectre de l'hydrogène, et qu'il donne effectivement l'une ou l'autre suivant les circonstances initiales du mouvement; c'est parce qu'il y a plusieurs espèces d'atomes d'hydrogène, différant entre eux par le nombre des magnétons qui y sont alignés, et que chacune de ces espèces d'atomes donne une raie différente; on se demande si ces atomes différents peuvent se transformer les uns dans les autres et comment. Comment un atome peut-il perdre des magnétons (et c'est ce qui semble arriver quand on passe d'une variété allotropique du fer à une autre) ? Est-ce que le magnéton peut sortir de l'atome ou bien une partie d'entre eux peut-elle quitter l'alignement pour se disposer irrégulièrement ?

Cette disposition des magnétons bout à bout est aussi un trait singulier de l'hypothèse de Ritz; les idées de M. Weiss doivent toutefois nous le faire paraître moins étrange. Il faut bien que les magnétons se disposent sinon bout à bout, au moins parallèlement, puisqu'ils s'ajoutent arithmétiquement ou au moins algébriquement et non pas géométriquement.

Qu'est-ce maintenant qu'un magnéton ? Est-ce quelque chose de simple ? Non, si l'on ne veut pas renoncer à l'hypothèse des courants particulaires d'Ampère; un magnéton est alors un tourbillon d'électrons, et voilà notre atome qui se complique de plus en plus.

Toutefois ce qui, mieux que toute autre chose, nous fait mesurer la complexité de l'atome, c'est la réflexion que faisait M. Debierne à la fin de ses conférences. Il s'agit d'expliquer la loi de transformation radioactive; cette loi est très simple, elle est exponentielle; mais,

si l'on réfléchit à sa forme, on voit que c'est une loi statistique; on y reconnaît la marque du hasard. Or le hasard n'est pas dû ici à la rencontre fortuite d'autres atomes et d'autres agents extérieurs. C'est à l'intérieur même de l'atome que se trouvent les causes de sa transformation, je veux dire la cause occasionnelle aussi bien que la cause profonde. Sans cela nous verrions les circonstances externes, la température par exemple, exercer une influence sur le coefficient du temps dans l'exposant; or ce coefficient est remarquablement constant, et Curie propose de s'en servir pour la mesure du temps absolu.

Le hasard qui préside à ces transformations est donc un hasard interne: c'est-à-dire que l'atome du corps radioactif est un monde et un monde soumis au hasard: mais qu'on y prenne garde, qui dit hasard, dit grands nombres; un monde formé de peu d'éléments obéira à des lois plus ou moins compliquées, mais qui ne seront pas des lois statistiques. Il faut donc que l'atome soit un monde complexe: il est vrai que c'est un monde fermé (ou tout au moins presque fermé), il est à l'abri des perturbations que nous pouvons provoquer; puisqu'il y a une statistique et par conséquent une thermodynamique interne de l'atome, nous pouvons parler de la température interne de cet atome; eh bien! elle n'a aucune tendance à se mettre en équilibre avec la température extérieure, comme si l'atome était enfermé dans une enveloppe parfaitement adiathermane. Et c'est précisément parce qu'il est fermé, parce que ses fonctions sont nettement tracées, gardées par des douaniers sévères, que l'atome est un individu.

Au premier abord, cette complexité de l'atome n'a rien de choquant pour l'esprit: il semble qu'elle ne doive nous causer aucun embarras. Mais un peu de réflexion ne tarde pas à nous montrer les difficultés qui nous échappaient d'abord. Ce qu'on a compté, en comptant les atomes, ce sont les degrés de liberté; nous avons implicitement supposé que chaque atome n'en a que trois; c'est ce qui nous rend compte des chaleurs spécifiques observées; mais chaque complication nouvelle devrait introduire un degré de liberté nouveau, et alors nous sommes loin de compte. Cette difficulté n'a pas échappé aux créateurs de la théorie de l'équipartition de l'énergie: ils s'étonnaient déjà du nombre des raies du spectre; mais, ne trouvant aucun moyen d'en sortir, ils ont eu la hardiesse de passer outre.

Ce qui semble l'explication naturelle, c'est justement que l'atome est un monde complexe, mais un monde fermé; les perturbations

extérieures n'ont aucune répercussion sur ce qui se passe en dedans, et ce qui se passe en dedans n'agit pas sur le dehors; cela ne saurait être tout à fait vrai, sans cela nous ignorerions toujours ce qui se passe en dedans, et l'atome nous apparaîtrait comme un simple point matériel; ce qui est vrai, c'est qu'on ne peut voir le dedans que par une toute petite fenêtre, qu'il n'y a pas pratiquement d'échange d'énergies entre l'extérieur et l'intérieur, et par conséquent pas de tendance à l'équipartition de l'énergie entre les deux mondes. La température interne, comme je disais tout à l'heure, ne tend pas à se mettre en équilibre avec la température extérieure, et c'est pour cela que la chaleur spécifique est la même que si toute cette complexité interne n'existait pas. Supposons un corps complexe formé d'une sphère creuse dont la paroi interne serait absolument imperméable à la chaleur, et au dedans une foule de corps divers, la chaleur spécifique observée de ce corps complexe sera celle de la sphère, comme si tous les corps qui sont enfermés dedans n'existaient pas.

La porte qui ferme le monde intérieur de l'atome s'entr'ouvre pourtant de temps en temps; c'est ce qui arrive quand, par l'émission d'une particule d'hélium, l'atome se dégrade et descend d'un rang dans la hiérarchie radioactive. Que se passe-t-il alors ? En quoi cette décomposition diffère-t-elle des décompositions chimiques ordinaires ? En quoi l'atome d'uranium, formé d'hélium et d'autre chose, a-t-il plus de titres au nom d'atome que la demi-molécule de cyanogène, par exemple, qui se comporte à tant d'égards comme celle d'un corps simple, et qui est formée de carbone et d'azote? C'est sans doute que la chaleur atomique de l'uranium obéirait (je ne sais si elle a été mesurée) à la loi de Dulong et Petit et qu'elle serait bien celle d'un atome simple; elle devrait doubler alors au moment de l'émission de la particule d'hélium et quand l'atome primordial se décompose en deux atomes secondaires. Par cette décomposition, l'atome acquerrait de nouveaux degrés de liberté susceptibles d'agir sur le monde extérieur, et ces nouveaux degrés de liberté se traduiraient par un accroissement de chaleur spécifique. Quelle serait la conséquence de cette différence entre la chaleur spécifique totale des composants et celle des composés ? C'est que la chaleur dégagée par cette décomposition devrait varier rapidement avec la température; de sorte que la formation des molécules radioactives, très fortement endothermique à la température ordinaire, deviendrait exothermique à température élevée. On s'expliquerait mieux ainsi comment les com-

posés radioactifs ont pu se former, ce qui ne laissait pas d'être un peu mystérieux.

Quoi qu'il en soit, cette conception de ces petits mondes fermés, ou seulement entr'ouverts, ne suffit pas pour résoudre le problème. Il faudrait que l'équipartition de l'énergie régnât sans contestation en dehors de ces mondes fermés, sauf au moment où l'une des portes s'entr'ouvrirait, et ce n'est pas ce qui arrive.

La chaleur spécifique des corps solides diminue rapidement quand la température s'abaisse, comme si quelques-uns de leurs degrés de liberté s'ankylosaient successivement, se gelaient pour ainsi dire, ou, si vous aimez mieux, perdaient tout contact avec l'extérieur et se retiraient à leur tour derrière je ne sais quelle enceinte dans je ne sais quel monde fermé.

D'autre part, la loi du rayonnement noir n'est pas celle qu'exigerait la théorie de l'équipartition.

La loi qui s'adapterait à cette théorie serait celle de Rayleigh, et cette loi, qui d'ailleurs impliquerait contradiction, puisqu'elle conduirait à un rayonnement total infini, est absolument contredite par l'expérience. Il y a dans l'émission des corps noirs beaucoup moins de lumière à courte longueur d'onde que ne l'exigerait l'hypothèse de l'équipartition.

C'est pour cela que M. Planck a imaginé sa théorie des Quanta, d'après laquelle les échanges d'énergie entre la matière et l'éther, ou bien entre la matière ordinaire et les petits résonateurs dont les vibrations engendrent la lumière des corps incandescents, ne pourraient se faire que par sauts brusques: un de ces résonateurs ne pourrait acquérir d'énergie ou en perdre d'une manière continue; il ne pourrait acquérir une fraction de quantum, il acquerrait un quantum tout entier ou rien du tout.

Pourquoi alors la chaleur spécifique d'un solide diminue-t-elle à basse température, pourquoi certains de ses degrés de liberté semblent-ils ne pas jouer ? C'est parce que la provision d'énergie qui leur est offerte à basse température n'est pas suffisante pour leur fournir un quantum à chacun; certains d'entre eux n'auraient droit qu'à une fraction de quantum; mais, comme ils veulent tout ou rien, ils n'ont rien et restent comme ankylosés.

De même dans le rayonnement, certains résonateurs, qui ne peuvent avoir leur quantum entier, n'ont rien et restent immobiles; de sorte qu'il y a beaucoup moins de lumière rayonnée à basse température qu'il n'y en aurait sans cette circonstance; et comme le

quantum exigé est d'autant plus grand que la longueur d'onde est plus petite, ce sont surtout les résonateurs à courte longueur d'onde qui demeurent muets, de sorte que la proportion de lumière à courte longueur d'onde est beaucoup plus petite que ne l'exigerait la loi de Rayleigh.

Déclarer qu'une semblable théorie soulève bien des difficultés, ce serait une grande naïveté; quand on émet une idée aussi hardie, on s'attend bien à rencontrer des difficultés, on sait qu'on bouleverse toutes les opinions reçues et l'on ne s'étonne plus d'aucun obstacle, on s'étonnerait au contraire de n'en pas trouver devant soi. Aussi ces difficultés ne semblent-elles pas des objections valables.

J'aurai cependant le courage de vous en signaler quelques-unes et je ne choisirai pas les plus grosses, les plus évidentes, celles qui se présentent à tous les esprits, et en effet cela est bien inutile, puisque tout le monde y pense du premier coup; je veux vous dire simplement par quelle série d'états d'âmes j'ai successivement passé.

Je me suis demandé d'abord quelle était la valeur des démonstrations proposées; j'ai vu qu'on évaluait la probabilité des diverses répartitions de l'énergie, en les énumérant simplement, puisque, grâce à l'hypothèse faite, elles étaient en nombre fini, mais je ne voyais pas bien pourquoi on les regardait comme également probables. Ensuite on introduisait les relations connues entre la température, l'entropie et la probabilité; cela supposait la possibilité de l'équilibre thermodynamique, puisque ces relations sont démontrées en supposant cet équilibre possible. Je sais bien que l'expérience nous apprend que cet équilibre est réalisable, puisqu'il est réalisé; mais cela ne me suffisait pas, il fallait montrer que cet équilibre est compatible avec l'hypothèse faite et même qu'il en est une conséquence nécessaire. Je n'avais pas précisément des doutes mais j'éprouvais le besoin de voir un peu plus clair, et pour cela il fallait pénétrer un peu dans le détail du mécanisme.

Pour qu'il puisse y avoir une répartition d'énergie entre les résonateurs de longueur d'onde différente dont les oscillations sont la cause du rayonnement, il faut qu'ils puissent échanger leur énergie; sans cela la distribution initiale subsisterait indéfiniment et, comme cette distribution initiale est arbitraire, il ne saurait être question d'une loi du rayonnement. Or un résonateur ne peut céder à l'éther, et il n'en peut recevoir que de la lumière d'une longueur d'onde parfaitement déterminée. Si donc les résonateurs ne pouvaient réagir les uns sur les autres mécaniquement, c'est-à-dire sans l'inter-

médiaire de l'éther : si d'autre part ils étaient fixes et enfermés dans une enceinte fixe, chacun d'eux ne pourrait émettre ou absorber que de la lumière d'une couleur déterminée, il ne pourrait donc échanger d'énergie qu'avec les résonateurs avec lesquels il serait en parfaite résonance, et la distribution initiale demeurerait inaltérable. Mais nous pouvons concevoir deux modes d'échange qui ne prêtent pas à cette objection. D'une part, des atomes, des électrons libres peuvent circuler d'un résonateur à l'autre, choquer un résonateur, lui communiquer et en recevoir de l'énergie. D'autre part, la lumière, en se réfléchissant sur des miroirs mobiles, change de longueur d'onde en vertu du principe de Döppler-Fizeau.

Sommes-nous libres de choisir entre ces deux mécanismes ? Non, il est certain que l'un et l'autre doivent entrer en jeu, et il est nécessaire que l'un et l'autre nous conduisent à un même résultat, à une même loi du rayonnement. Qu'arriverait-il en effet si les résultats étaient contradictoires, si le mécanisme des chocs agissant seul tendait à réaliser une certaine loi de rayonnement, celle de Planck par exemple, tandis que le mécanisme Döppler-Fizeau tendrait à en réaliser une autre ? Eh bien ! il arriverait que, ces deux mécanismes devant jouer l'un et l'autre, mais devenant alternativement prépondérants sous l'influence de circonstances fortuites, le monde oscillerait constamment d'une loi à l'autre, il ne tendrait pas vers un état final stable, vers cette mort thermique où il ne connaîtra plus le changement ; le second principe de la thermodynamique ne serait pas vrai.

Je résolus donc d'examiner successivement les deux processus, et je commençai par l'action mécanique, par le choc. Vous savez pourquoi les théories anciennes nous conduisent forcément à la loi de l'équipartition ; c'est parce qu'elles supposent que toutes les équations de la mécanique sont de la forme de Hamilton et que par conséquent elles admettent l'unité comme un dernier multiplicateur au sens de Jacobi. On doit alors supposer que les lois du choc entre un électron libre et un résonateur ne sont pas de la même forme et que les équations qui les régissent admettent un dernier multiplicateur autre que l'unité. Il faut bien qu'elles aient un dernier multiplicateur, sans quoi le second principe de la thermodynamique ne serait pas vrai, nous retrouverions la difficulté de tout à l'heure, mais il ne faut pas que ce multiplicateur soit l'unité.

C'est précisément ce dernier multiplicateur qui mesure la probabilité d'un état donné du système (ou plutôt ce qu'on pourrait appeler

la densité de la probabilité). Dans l'hypothèse des quanta, ce multiplicateur ne peut être une fonction continue, puisque la probabilité d'un état doit être nulle, toutes les fois que l'énergie correspondante n'est pas un multiple du quantum. C'est là une difficulté évidente, mais c'est une de celles auxquelles nous sommes résignés d'avance; je ne m'y suis pas arrêté; j'ai alors poussé le calcul jusqu'au bout et j'ai retrouvé la loi de Planck, justifiant pleinement les vues du physicien allemand.

Je suis alors passé au mécanisme de Döppler-Fizeau; supposons une enceinte formée d'un corps de pompe et d'un piston, dont les parois sont parfaitement réfléchissantes. Dans cette enceinte est enfermée une certaine quantité d'énergie lumineuse avec une répartition quelconque des longueurs d'onde, mais *pas de source de lumière;* l'énergie lumineuse y est enfermée une fois pour toutes.

Tant que le piston ne bougera pas, cette répartition ne pourra varier, car la lumière conservera sa longueur d'onde en se réfléchissant; mais, quand on déplacera le piston, la répartition variera. Si la vitesse du piston est très petite, le phénomène est réversible et l'entropie doit demeurer constante; on retrouve ainsi l'analyse de Wien et la loi de Wien, mais on n'est pas plus avancé, puisque cette loi est commune aux anciennes et aux nouvelles théories. Si la vitesse du piston n'est pas très petite, le phénomène devient irréversible; de sorte que l'analyse thermodynamique ne nous conduit plus à des égalités, mais à de simples inégalités d'où on ne pourrait tirer de conclusions.

Il semble pourtant qu'on pourrait raisonner comme il suit : supposons que la distribution initiale de l'énergie soit celle du rayonnement noir, c'est évidemment celle qui correspond au maximum de l'entropie; si l'on donne quelques coups de piston, la distribution finale devra donc rester la même, sans quoi l'entropie aurait diminué; et même quelle que soit la distribution initiale, après un nombre très grand de coups de piston, la distribution finale devra être celle qui rend l'entropie maximum, celle du rayonnement noir. Ce raisonnement serait sans valeur.

La distribution a une tendance à se rapprocher de celle du rayonnement noir; elle ne peut pas plus s'en écarter que la chaleur ne peut passer d'un corps froid sur un corps chaud, c'est-à-dire qu'elle ne peut le faire *sans contre-partie.* Or ici il y a une contre-partie : en donnant des coups de piston, on dépense du travail, qui se retrouve par une augmentation de l'énergie lumineuse enfermée dans le corps de pompe, c'est-à-dire qui est transformé en chaleur.

La même difficulté ne se retrouverait plus si les corps en mouvement sur lesquels se fait la réflexion de la lumière étaient infiniment petits et infiniment nombreux, parce qu'alors leur force vive ne serait pas du travail mécanique, mais de la chaleur; on ne pourrait donc compenser la diminution d'entropie qui correspond à un changement dans la répartition des longueurs d'onde par la transformation de ce travail en chaleur, et alors on sera en droit de conclure que, si la distribution initiale est celle du rayonnement noir, cette distribution devra persister indéfiniment.

Supposons donc une enceinte à parois *fixes* et réfléchissantes; nous y enfermerons non seulement de l'énergie lumineuse, mais aussi un gaz; ce sont les molécules de ce gaz qui joueront le rôle de miroirs mobiles. Si la distribution des longueurs d'onde est celle du rayonnement noir correspondant à la température du gaz, cet état devra être stable, c'est-à-dire :

1° Que l'action de la lumière sur les molécules ne devra pas en faire varier la température;

2° Que l'action des molécules sur la lumière ne devra pas troubler la distribution.

M. Einstein a étudié l'action de la lumière sur les molécules; ces molécules subissent, en effet, quelque chose qui ressemble à la pression de radiation; M. Einstein ne s'est pas toutefois placé tout à fait à un point de vue aussi simple; il a assimilé ses molécules à de petits résonateurs mobiles, susceptibles de posséder à la fois de la force vive de translation et de l'énergie due à des oscillations électriques. Le résultat aurait dans tous les cas été le même, il aurait retrouvé la loi de Rayleigh.

Quant à moi, je ferai l'inverse, c'est-à-dire que j'étudierai l'action des molécules sur la lumière. Les molécules sont trop petites pour donner une réflexion régulière; elles produisent seulement une diffusion. Ce qu'est cette diffusion, quand on ne tient pas compte des mouvements des molécules, nous le savons, et par la théorie et par l'expérience; c'est elle, en effet, qui produit le bleu du ciel.

Cette diffusion n'altère pas la longueur d'onde, mais elle est d'autant plus intense que la longueur d'onde est plus petite.

Il faut maintenant passer de l'action d'une molécule au repos à l'action d'une molécule en mouvement, afin de tenir compte de l'agitation thermique; cela est facile, nous n'avons qu'à appliquer le principe de relativité de Lorentz; il en résulte que divers faisceaux de

même longueur d'onde réelle, arrivant sur la molécule dans différentes directions, n'auront pas même longueur d'onde apparente pour un observateur qui croirait la molécule en repos. La longueur d'onde *apparente* n'est pas altérée par la diffraction, mais il n'en est pas de même de la longueur d'onde réelle.

On arrive ainsi à une loi intéressante : l'énergie lumineuse réfléchie ou diffusée n'est pas égale à l'énergie lumineuse incidente; ce n'est pas l'énergie, c'est le produit de l'énergie par la longueur d'onde qui demeure inaltéré. J'ai d'abord été très content. Il résultait en effet de là qu'un quantum incident donnait un quantum diffusé, puisque le quantum est en raison inverse de la longueur d'onde. Malheureusement cela n'a rien donné.

J'ai été conduit par cette analyse à la loi de Rayleigh; cela, je le savais bien d'avance: mais j'espérais qu'en voyant *comment* je serais conduit à la loi de Rayleigh, j'apercevrais plus clairement quelles modifications il faut faire subir aux hypothèses pour retrouver la loi de Planck. C'est cet espoir qui a été déçu.

Ma première pensée fut de chercher quelque chose qui ressemblât à la théorie des quanta; il serait en effet surprenant que deux explications entièrement différentes rendissent compte d'une même dérogation à la loi d'équipartition, selon le mécanisme par lequel cette dérogation se produirait. Or comment la structure discontinue de l'énergie pourrait-elle intervenir ? On pourrait supposer que cette discontinuité appartient à l'énergie lumineuse elle-même, lorsqu'elle circule dans l'éther libre, que par conséquent la lumière ne tombe pas sur les molécules en masse compacte, mais par petits bataillons séparés; il est aisé de voir que cela ne changerait rien au résultat.

Ou bien on pourrait supposer que la discontinuité se produit au moment de la diffusion elle-même, que la molécule diffusante ne transforme pas la lumière d'une façon continue, mais par quanta successifs; cela ne va pas encore parce que, si la lumière à transformer devait faire antichambre, comme si l'on avait affaire à un omnibus qui attendrait d'être plein pour partir, il en résulterait forcément un retard. Or la théorie de Lord Rayleigh nous apprend que la diffusion par les molécules, lorsqu'elle se fait sans déviation dans la direction du rayon incident, produit tout simplement la réfraction ordinaire; c'est-à-dire que la lumière diffusée interfère régulièrement avec la lumière incidente, ce qui ne serait pas possible s'il y avait une perte de phase.

Si nous cherchons sans parti pris quelle est celle de nos prémisses

qu'il nous convient d'abandonner, nous ne serons pas moins embarrassés : on ne voit pas comment on pourrait renoncer au principe de relativité : est-ce alors la loi de diffusion par les molécules au repos qu'il faudrait modifier ? Cela est aussi bien difficile ; nous ne pouvons guère pousser la fantaisie jusqu'à croire que le ciel n'est pas bleu.

Je resterai sur cet embarras, et je terminerai par la réflexion suivante : à mesure que la Science progresse, il devient de plus en plus difficile de faire place à un fait nouveau qui ne se case pas naturellement. Les théories anciennes reposent sur un grand nombre de coïncidences numériques qui ne peuvent être attribuées au hasard ; nous ne pouvons donc disjoindre ce qu'elles ont réuni ; nous ne pouvons plus briser les cadres, nous devons chercher à les plier ; et ils ne s'y prêtent pas toujours. La théorie de l'équipartition expliquait tant de faits qu'elle doit contenir une part de vérité ; d'autre part, elle n'est pas vraie tout entière, puisqu'elle ne les explique pas tous. On ne peut ni l'abandonner, ni la conserver sans modification, et les modifications qui semblent s'imposer sont si étranges qu'on hésite à s'y résigner. Dans l'état actuel de la Science, nous ne pouvons que constater ces difficultés sans les résoudre.

FIN.

TABLE DES MATIÈRES.

Pages.

Les preuves de la réalité moléculaire, par M. Jean Perrin 1

Les grains d'électricité et la dynamique électromagnétique, par M. Paul Langevin 54

Les quantités élémentaires d'énergie et d'action, par M. Edmond Bauer 115

La théorie électronique des métaux, par M. Eugène Bloch 148

L'ionisation par chocs et l'étincelle électrique, par M. A. Blanc 192

Les gaz ultra-raréfiés, par M. L. Dunoyer 215

Les rayonnements des corps radioactifs, par Mme P. Curie 272

Les transformations radioactives, par M. A. Debierne 304

Les moments magnétiques des atomes et le magnéton, par M. Pierre Weiss 332

Les rapports de la matière et de l'éther, par M. Henri Poincaré 357

UNIVERSITAS

PARIS, IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS.

(9900) QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55.

La Bibliothèque
Université d'Ottawa

Echéance

Celui qui rapporte un volume après la dernière date timbrée ci-dessous devra payer une amende de cinq sous, plus un sou pour chaque jour de retard.

The Library
University of Ottawa

Date due

For failure to return a book on or before the last date stamped below there will be a fine of five cents, and an extra charge of one cent for each additional day.

DEC 2 1953

a39003 003698361b

CE CC 0173
.S6I
COO SOCIETE FRAN LES IDEES
ACC# 1290978